

Mikroskopische Strom- und Spannungsverteilung in GaN-Lichtemittern

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. André Lochthofen
aus Oberhausen

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Gerd Bacher

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Roland Schmechel

Tag der mündlichen Prüfung: 23.07.2009

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen des Gruppe III-Nitride Materialsystems	7
1.1 Strukturelle und elektronische Eigenschaften von Nitriden	8
1.1.1 Gitterstruktur	9
1.1.2 Bandstruktur	10
1.1.3 p- und n-Dotierung	12
1.1.4 Defekt-Strukturen	13
1.2 GaN-basierte Lichtemitter	19
1.2.1 Homo- und Heteroübergang	19
1.2.2 Leuchtdiode auf GaN-Basis	23
1.2.3 Laserdiode auf GaN-Basis	26
1.2.4 Herausforderungen an realen Bauteilen	29
2 Messmethoden und experimentelle Aufbauten	33
2.1 Die Rasterkraftmikroskopie	34
2.2 Kelvin Probe Force Microscopy	40
2.2.1 Kelvin Prinzip für Metalle	40
2.2.2 Kelvin Prinzip für Halbleiter	42
2.2.3 Subtraktionsmethode zur Bestimmung von lokalen Spannungen . .	45
2.2.4 Messprinzip der Kelvin Probe Force Microscopy	47
2.2.5 Messaufbau der Kelvin Probe Force Microscopy	51
2.3 Conductive Atomic Force Microscopy	53
2.3.1 Messprinzip der Conductive Atomic Force Microscopy	53
2.3.2 Messaufbau der Conductive Atomic Force Microscopy	54

3	Potentialmessungen an Laserdioden	57
3.1	Leistungsdaten der Kelvin Probe Force Microscopy	58
3.1.1	Zeitauflösung des Kelvin Regelkreises	58
3.1.2	Wahl der Modulationsparameter	59
3.1.3	Elektrische Ortsauflösung	62
3.2	Aufbau der untersuchten GaN-Laserdioden	67
3.3	Potentialmessungen an der Laserfacette	71
3.4	Lokale Spannung in der Laserdiode	76
3.4.1	Lokale Spannung in einer frischen Laserdiode	76
3.4.2	Vergleich einer frischen und einer gealterten Laserdiode	82
3.4.3	Simulationsrechnungen zur lokalen Spannungsverteilung	87
4	Elektrische Aktivität von V-Defekten	97
4.1	Aufbau der untersuchten InGaN/GaN-Strukturen	98
4.2	Ausbildung der V-Defekte	101
4.2.1	Variation der Deckschichtdicke	101
4.2.2	Variation der Wachstumstemperatur	102
4.2.3	Variation der Dotierung	104
4.3	Elektrische Untersuchungen an V-Defekten in n-dotierter Deckschicht . . .	106
4.3.1	Lokale Potentialverteilung	106
4.3.2	Lokale Stromverteilung	107
4.3.3	Diskussion der experimentellen Daten	108
4.4	Elektrische Untersuchungen an V-Defekten in p-dotierter Deckschicht . . .	110
4.4.1	Lokale Potentialverteilung	110
4.4.2	Lokale Stromverteilung	111
4.4.3	Diskussion der experimentellen Daten	112
4.5	Modell zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens von V-Defekten . . .	114
	Zusammenfassung	121
	Abkürzungen und Formelzeichen	125
	Literaturverzeichnis	131

Einleitung

Im Bereich der Halbleiter-Lichtemitter hat das Gruppe-III-Nitride Materialsystem in den letzten Jahren eine immer größere Bedeutung erhalten. Der Grund hierfür ist die Entwicklung von blau-emittierenden Leuchtdioden (Light Emitting Diode: LED) [1, 2] und Laserdioden (Laser Diode: LD) [3] auf der Basis von Galliumnitrid (GaN) in den 90er Jahren. Bis dato gab es zwar im roten und infraroten Wellenlängenbereich sehr gute Erfolge mit den Materialsystemen Galliumarsenid (GaAs) [4, 5, 6] und Aluminiumgalliumindiumphosphid (AlGaInP) [7, 8, 9], aber im Bereich des blauen Lichtes fehlten noch die geeigneten Materialien, die Bauteile mit einer erwähnenswerten Helligkeit ermöglichten.

Mit den im blauen Wellenlängenbereich emittierenden LEDs war es erstmalig möglich weißes Licht mit Hilfe von Halbleitern zu erzeugen. Weißes Licht kann beispielsweise mit dem Einsatz von Leuchtstoffen, wie z. B. anorganische 'Phosphore', die durch blau-emittierende LEDs angeregt werden oder durch die additive Farbmischung von rotem, grünem und blauem Licht erreicht werden [10, 11, 12]. Im Vergleich zu den allgemein verwendeten weißen Lichtquellen (z. B. normale Glühlampen oder Halogenlampen) weisen die LEDs eine viel größere Energieeffizienz und eine viel längere Lebensdauer auf (Als Lebensdauer wird bei der LED und der LD die Zeit angegeben, in der die Lichtintensität um die Hälfte abgenommen hat.). Mit der LED-Technologie ist es somit möglich unter anderem einen Großteil der Energie- und Wartungskosten im Beleuchtungssektor einzusparen. Die Umstellung auf die LED-Technologie bei der Instrumentenbeleuchtung von Autos ist bereits vollzogen [13]. Die Anwendung für dekorative Zwecke und für Spotbeleuchtungen steigt stetig an [14, 15]. Der Einzug der LEDs in die Allgemeinbeleuchtung hat also begonnen und wird durch das erhebliche Potenzial zur Steigerung der Helligkeit und der Effizienz in den nächsten Jahren immer weiter voran schreiten [16]. Zusätzlich wird diese 'Revolution' der Beleuchtungstechnik durch den Beschluss der EU, Glühlampen und andere energieintensive Lichtprodukte stufenweise zu verbieten [17, 18], vorangetrieben.

Die blau-emittierende LD kommt in den unterschiedlichsten Anwendungsbereichen zum Einsatz, wie z. B. in der Medizin zur Aushärtung von Kunststoffzahnfüllungen [19], in der Molekularbiologie zur Untersuchung von Einzelzellen [20] oder bei einer neuen Laser-TV-Technologie [21]. Den größten Einsatzbereich stellt jedoch die optische Datenspeicherung dar. Durch die kürzere Wellenlänge von GaN-LDs ($\lambda_{\text{GaN}} \approx 405 \text{ nm}$) im Vergleich zu GaAs-basierten LDs ($\lambda_{\text{GaAs}} \approx 780 \text{ nm}$) und AlGaInP-basierten LDs ($\lambda_{\text{AlGaInP}} \approx 650 \text{ nm}$) [22] kann das Laserlicht noch besser fokussiert werden, wodurch die Ortsauflösung und damit auch die Speicherkapazität ansteigt [14]. Die Kapazität einer DVD konnte dadurch von etwa 4.7 Gigabyte auf etwa 20 Gigabyte erhöht werden (HD DVD und Blu-ray Disc [23]).

Bis heute konnten zwar der Herstellungsprozess, die Kristallqualität und die Langzeitstabilität der GaN-Lichtemitter stetig weiter entwickelt und optimiert werden, jedoch sind dabei einzelne Teilbereiche immer noch nicht genau verstanden.

Eine Herausforderung, die für alle GaN-Bauelemente gilt, stellt die Herstellung von p-dotierten Schichten dar. Die Schwierigkeiten bei der p-Dotierung (üblicherweise mit Magnesium (Mg)) führen zu einer schlechten p-Leitfähigkeit, wodurch zum einen über den p-dotierten Schichten eine hohe Verlustspannung abfällt und zum anderen der p-Metallkontakt nicht optimal hergestellt werden kann. Der dadurch resultierende schlechte Ohm'sche p-Kontakt sorgt wiederum für eine zusätzliche Verlustspannung. Für eine Steigerung der Effizienz müssen jedoch diese parasitären Spannungsverluste vermieden werden [24]. Ein Nachteil, der sich aus diesen Spannungsverlusten beispielsweise für LDs ergibt, ist die Erhöhung der Schwellstromdichte, die wiederum einen direkten, negativen Einfluss auf die Bauteil-Lebensdauer hat [23].

Ein weiterer Einfluss, der die Lebensdauer und die Effizienz der Lichtemitter beschränkt, sind sogenannte *Alterungseffekte*. Es treten neben spontanen Ausfällen, die z. B. durch äußere mechanische Einflüsse hervorgerufen werden, auch Alterungseffekte auf, die sich im Betrieb durch eine Abnahme der Intensität bzw. einer Zunahme des Versorgungsstromes mit der Zeit äußern [25, 26]. Das Phänomen der Intensitätsabnahme mit der Zeit wird in der Literatur als *negative Alterung* bezeichnet. Obwohl die Auswirkungen der Alterung sehr gut messbar sind, sorgt die Ursachenforschung in der Literatur immer noch für reichlich Diskussion [26, 27, 28, 29]. Dabei werden beispielsweise Diffusionsprozesse von Punkt-Defekten [30] bzw. Dotierstoffen [31, 32] beobachtet oder auch ein Einfluss der Umgebungsatmosphäre [33, 34].

Das jedoch bis heute immer noch größte ungelöste Phänomen der GaN-Lichtemitter ist die sehr effiziente Lichtemission bei der immer noch vorhandenen hohen Defektdichte. Da zur Zeit noch kein optimales Substrat in ausreichender Stückzahl und optimaler Qualität zur Verfügung steht, wird als Ausgangsmaterial für die GaN-Schichten meist Saphir oder Siliziumkarbid verwendet. Aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten und Wärmeausdehnungskoeffizienten liegt eine Fehlanpassung zwischen den Epitaxieschichten und diesen Substraten vor, was zu einer Versetzungsdichte von etwa 10^8 cm^{-2} bis 10^{10} cm^{-2} im Kristall führt [35, 36]. Bei anderen Halbleitermaterialien würden solch hohe Defektdichten eine effiziente Lichtemission verhindern. So liegt z. B. bei GaAs-Bauelementen die Defektdichte im Bereich von 10^2 cm^{-2} bis 10^4 cm^{-2} [5]. Eine weitere Eigenart von GaN-Strukturen ist die Ausbildung von sogenannten *V-Defekten*. Diese sitzen üblicherweise am Ende von Versetzungen und bilden sich von dort V-förmig im Kristall weiter aus [37]. An der Oberfläche zeichnen sie sich durch einige 10 nm große, sechseckige Gräben aus [38]. Wieso nun bei GaN-Lichtemittern die unterschiedlichen Defektstrukturen zum größten Teil nicht als sogenannte 'Lumineszenzkiller' fungieren, ist zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vollständig geklärt.

Die Erklärungsansätze für die anscheinende Inaktivität der Defekte sind vielfältig und basieren beispielsweise auf einer Phasenseparation des Indiums innerhalb der aktiven Schicht [39, 40]. Die daraus resultierende lokale Variation der Indiumkomposition soll zu einer Lokalisierung der Ladungsträger führen, wodurch die Ladungsträger von den Defekten ferngehalten werden. Andere Ansätze stützen sich auf die hohen elektrischen Felder in GaN-Strukturen, die aufgrund des piezoelektrischen Effektes [41, 42] oder einer spontanen Polarisierung auftreten [43, 44]. Auch eine 'Selbstabschirmung' der Defekte, durch die Bildung von Potentialbarrieren um jeden einzelnen Defekt, wird vermutet [45]. Trotz dieser Vielzahl von Erklärungsansätzen fehlt weiterhin das genaue Verständnis über den Einfluss der verschiedenen Defekte auf die Lichtemission in GaN. Erst durch diese Klärung wird es möglich sein, die hohe Effizienz der GaN-Lichtemitter endgültig zu verstehen und eine weitere effektive Steigerung der Lichtemission zu realisieren.

Daher waren in den letzten Jahren die V-Defekte Gegenstand von umfangreichen Forschungsaktivitäten. Jedoch zeigten besonders die Untersuchungen zum Einfluss der V-Defekte auf die optischen und elektrischen Eigenschaften kaum eine Systematik bzw. führten sogar zu widersprüchlichen Aussagen [45, 46, 47, 48, 49, 50]. Beispielsweise wurden zum einen die Defekte in Verbindung mit nicht-strahlenden Rekombinationszentren

gebracht [47, 51, 52] und zum anderen sollen sie gerade diese nicht-strahlende Rekombination vermeiden [45, 53, 54]. Diese Diskussionen beruhen dabei jedoch meist auf makroskopischen Untersuchungen, wodurch keine Aussagen über das lokale Verhalten einzelner V-Defekte getroffen werden konnten. Erst durch den Einsatz der Rasterkraftmikroskopie (RKM) [55] konnten die Defekte auch mikroskopisch untersucht werden. Für die Bestimmung des lokalen Potentials bzw. der lokalen Austrittsarbeit wird die Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) [56] eingesetzt, für die Untersuchung der lokalen Stromverteilung die Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM) [57]. Die veröffentlichten Resultate der KPFM-Messungen haben deutlich gezeigt, dass sich die Austrittsarbeit im Bereich der V-Defekte ändert [58, 59, 60, 61]. Auch die CAFM-Messungen haben eine Variation des Stromflusses innerhalb und außerhalb der Defekte sichtbar gemacht [59, 62, 63, 64, 65]. Zwar gibt es unterschiedliche Erklärungsansätze, wie z. B. negativ geladene, Akzeptor-ähnliche Zustände [60, 66] oder unterschiedliche Oxidschichtdicken [63], eine eindeutige Beschreibung der erzielten KPFM- **und** CAFM-Messungen ist bis jetzt jedoch noch nicht möglich, so dass das elektrische Verhalten der V-Defekte weiterhin ungeklärt ist.

Daher ist das Ziel dieser Arbeit die mikroskopische Untersuchung der elektrischen Eigenschaften der GaN-Lichtemitter. Im ersten Teil der Arbeit wird die KPFM eingesetzt um die lokale Potentialverteilung in GaN-LDs zu analysieren. Zudem wird der mikroskopische Einfluss der Alterungsprozedur auf das LD-Verhalten durch den Vergleich von frischen und gealterten LDs untersucht. Im zweiten Teil werden die KPFM und die CAFM für die mikroskopische Analyse der elektrischen Eigenschaften der V-Defekte eingesetzt. Ziel dieser Untersuchungen ist die eindeutige Beschreibung der lokalen KPFM- und CAFM-Messungen, wodurch sich möglicherweise Rückschlüsse auf die elektrische Aktivität der V-Defekte innerhalb der Bauelemente ergeben.

In Kapitel 1 werden zunächst die strukturellen und elektronischen Eigenschaften des GaN-Materialsystems diskutiert, wobei der Schwerpunkt auf der Beschreibung der für GaN typischen V-Defekte liegen wird. Aufbauend darauf folgt eine Einführung in den strukturellen Aufbau und in die elektrische Funktionsweise der GaN-LED und der GaN-LD.

Da die in dieser Arbeit angewendeten Messtechniken auf der Rasterkraftmikroskopie basieren, werden deren wichtigste physikalischen Grundlagen zu Beginn des Kapitels 2

zusammengefasst. Daran anschließend werden die Messprinzipien der KPFM und der CAFM beschrieben.

In Kapitel 3 werden zuerst die Leistungsdaten der verwendeten KPFM-Systems ermittelt. Der Hauptteil dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Potentialmessungen an den LDs. Hierbei werden zum einen Untersuchungen ohne und mit angelegter Diodenspannung durchgeführt und zum anderen frische und gealterte LDs verglichen. Eine mögliche Erklärung der Resultate erfolgt zum Schluss des Kapitels mit Hilfe von Simulationsrechnungen.

Das Kapitel 4 befasst sich mit den Untersuchungen zu den elektrischen Eigenschaften der V-Defekte. Zu Beginn wird der Einfluss von unterschiedlichen Wachstumsbedingungen auf die Entstehung der V-Defekte diskutiert. Das lokale elektrische Verhalten der V-Defekte wird systematisch mit KPFM- und CAFM-Messungen an unterschiedlichen Strukturen untersucht. Abschließend sollen die KPFM- und CAFM-Messergebnisse mit Hilfe eines neu entwickelten Modells zusammengeführt und konsistent beschrieben werden.

Kapitel 1

Grundlagen des Gruppe III-Nitride Materialsystems

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften des Gruppe III-Nitride Materialsystems dargestellt. Als Grundstein dafür wird zu Beginn dieses Kapitels auf die strukturellen und die elektronischen Eigenschaften von GaN und seinen Verbindungen eingegangen. Hierbei wird ein besonderes Augenmerk auf die für GaN typischen V-Defekte gerichtet. Anschließend erfolgt eine Erläuterung der Funktionsprinzipien von Halbleiterbasierten Lichtemittern. Aufbauend auf dem Homo- und Heteroübergang erfolgt dabei eine Einführung der GaN-Leuchtdiode (GaN-LED) und der GaN-Laserdiode (GaN-LD). Zum Schluss des Kapitels werden unterschiedliche Herausforderungen, die an die Lichtemitter gestellt werden, herausgearbeitet.

1.1 Strukturelle und elektronische Eigenschaften von Nitriden

Der bedeutendste Vertreter aus der Gruppe des III-Nitride Materialsystems ist das Galliumnitrid (GaN). Die Abbildung 1.1 zeigt die Bandlücke der Nitride und macht dadurch deutlich, dass GaN und seine ternären bzw. quaternären Verbindungen mit Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid (AlN) die Realisierung von optoelektronischen Bauelementen besonders für den blauen und ultravioletten Spektralbereich ermöglichen. Zudem gibt es bereits GaN-LEDs die grünes Licht emittieren [67] und auch der Einsatz bis in den roten Spektralbereich [68] ist theoretisch realisierbar. Den ersten Beweis für die Lichtemission auf der Basis von Nitriden gab es bereits im Jahr 1971 [69], jedoch wurden erst etwa 25 Jahre später eine blau-emittierende LED [1, 2] und eine blau-emittierende LD [3] basierend auf InGaN präsentiert. Andere Ansätze für die Erzeugung von blauem Licht auf der Basis von II-VI-Halbleitern scheiterten bis jetzt noch an der sehr kurzen Lebensdauer der Bauelemente [70, 71] und an der Realisierung einer geeigneten p-Dotierung [72, 73].

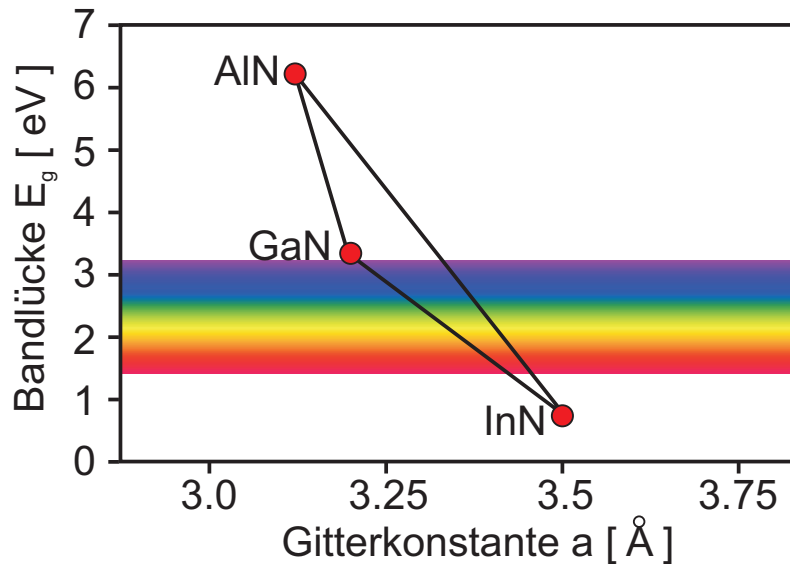


Abbildung 1.1: Bandlücke der Nitride aufgetragen über die Gitterkonstante (Werte aus [74])

1.1.1 Gitterstruktur

GaN, InN und AlN kristallisieren üblicherweise in der hexagonalen Wurtzit-Struktur (Abb. 1.2). Unter bestimmten Randbedingungen ist es jedoch möglich, diese Materialien auch in einer Zink-Blende-Struktur herzustellen [75]. Der Unterschied zwischen der Zink-Blende-Struktur und der Wurtzit-Struktur liegt dabei in der Stapelfolge der einzelnen Ebenen. In dieser Arbeit wurden jedoch nur Proben mit der Wurtzit-Struktur untersucht, weswegen im Weiteren nur auf diese eingegangen wird. In der Abbildung 1.2 ist beispielhaft eine GaN-Einheitszelle mit ihren einzelnen Kristallrichtungen (a_1 , a_2 , a_3 , c) dargestellt (gilt analog auch für InN und AlN). Hierbei stehen die Basisvektoren a_1 , a_2 , a_3 in einem Winkel von 120° zueinander und zu c in einem Winkel von 90° . Die markierten Tetraeder in dieser Abbildung machen deutlich, dass in dieser Kristallstruktur jedes Galliumatom (Ga-Atom) von vier Stickstoffatomen (N-Atomen) und umgekehrt jedes Stickstoffatom von vier Galliumatomen umgeben ist.

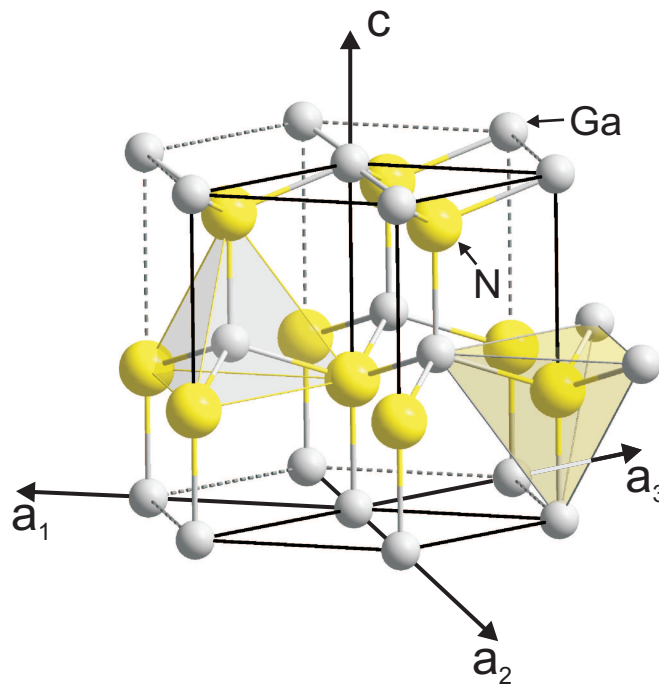


Abbildung 1.2: Wurtzit-Kristallstruktur einer GaN-Einheitszelle

Die normale Wachstumsrichtung für GaN, welche auch bei den hier untersuchten Proben genutzt wurde, ist die $[0001]$ -Richtung [76, 77]. Bei dieser Wachstumsrichtung ist die Oberfläche mit Galliumatomen terminiert. Unter bestimmten Bedingungen ist es aber

auch möglich eine N-terminierte Oberfläche herzustellen. Diese wächst dann in $[000\bar{1}]$ -Richtung [78]. Beide Anordnungen des Kristallgitters sind in der Abbildung 1.3 gezeigt.

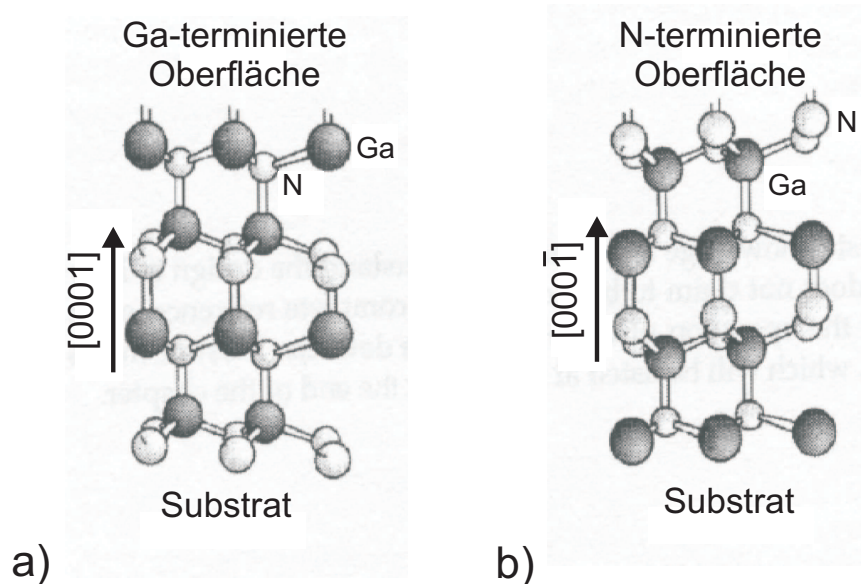


Abbildung 1.3: Anordnung des Kristallgitters bei verschiedenen Oberflächenterminierungen: (a) Ga-terminiert ($[0001]$ -Richtung) und (b) N-terminiert ($[000\bar{1}]$ -Richtung) [54]

1.1.2 Bandstruktur

GaN weist eine direkte Bandstruktur auf. Diese Struktur zeichnet sich durch einen energetisch kleinsten Abstand zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband am Γ -Punkt aus. Der Verlauf der einzelnen Bänder ist schematisch in der Abbildung 1.4 dargestellt [79, 80]. Da die vorliegende hexagonale Gitterstruktur nur eine reduzierte Symmetrie (keine Inversionssymmetrie) aufweist, zeigt sich in dieser Abbildung der daraus resultierende nicht symmetrische Verlauf der Valenzbänder um den Γ -Punkt (abhängig von der Raumrichtung).

Diese reduzierte Symmetrie und die sehr hohe Elektronegativität der Stickstoffatome gegenüber den Galliumatomen sorgt dafür, dass die positiven und negativen Ladungsschwerpunkte örtlich getrennt (verschoben entlang der c-Achse) werden. Die dadurch auftretende spontane Polarisierung hat ein internes, elektrisches Kristallfeld mit

piezoelektrischen Komponenten zur Folge [27, 54, 81], welches das Valenzband in zwei Zustände aufspaltet (crystalfield split hole: CH). Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird dazu zusätzlich die Entartung der Löcher mit großer effektiver Masse (heavy hole: HH) und geringerer effektiver Masse (light hole: LH) im Γ -Punkt aufgehoben [79]. Diese drei aufgespaltenen Valenzbänder und das Leitungsband sind in der Abbildung 1.4 eingezeichnet.

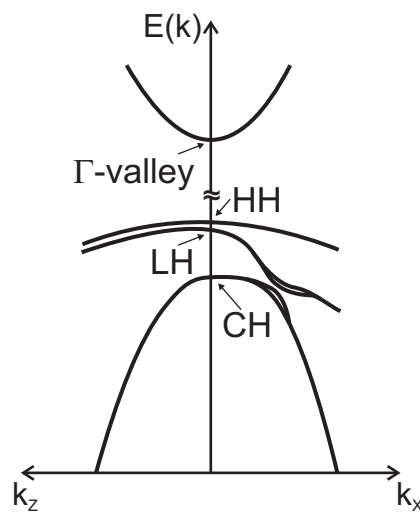


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Bandverlaufes am Γ -Punkt für einen GaN-Kristall mit den dreifach aufgespaltenen Valenzbändern CH, LH und HH [79]

Die direkte Bandlücke für GaN beträgt bei Raumtemperatur $E_{g,direkt}^{GaN}=3.4$ eV und die Elektronenaffinität $\chi^{GaN}=3.4$ eV [74]. Bei AlN ist $E_{g,direkt}^{AlN}=6.2$ eV [74, 82] und die Elektronenaffinität negativ [74, 83], worauf aber hier nicht näher eingegangen werden soll. Entsprechende Werte für InN variieren in der Literatur. Hier hat sich die Angabe der Bandlücke $E_{g,direkt}^{InN}$ von etwa 1.9 eV [74, 82] in den letzten Jahren auf etwa 0.7-0.9 eV [84, 85] reduziert, wobei dies jedoch immer noch umstritten ist [86]. Der Vollständigkeit halber sei noch die Elektronenaffinität von $\chi^{InN}=5.8$ eV für InN erwähnt [87].

Aufgrund dieser Daten kann mit Hilfe der ternären Halbleiterverbindungen $Al_xGa_{1-x}N$ und $In_xGa_{1-x}N$ die Bandlücke durch die entsprechende Komposition theoretisch zwischen etwa 0.7 eV und 6.2 eV eingestellt werden. In der Praxis kann bei $Al_xGa_{1-x}N$ tatsächlich der Aluminiumgehalt zwischen 0 und 100 % variiert werden, wohingegen bei $In_xGa_{1-x}N$ ein Indiumgehalt von mehr als 20 % nur sehr schwer zu realisieren ist [54, 88]. Die

Bandlücke der eingestellten Komposition kann durch die Bandlücken der Ausgangsmaterialien und dem entsprechendem Mischungsverhältnis mit Hilfe des Vergard'schen Gesetzes bestimmt werden:

$$E_g^{A_xB_{1-x}C} = x \cdot E_g^{AC} + (1-x) \cdot E_g^{BC} + x(1-x) \cdot P_B \quad (1.1)$$

Hierbei ist P_B der sogenannte *Bowing-Parameter*, welcher die Abweichung der linearen Interpolation zwischen den beiden Ausgangsmaterialien (AC und BC) berücksichtigt. Der Bowing-Parameter wird für AlGa_N mit $P_B=0.7$ eV und für InGa_N mit $P_B=1.4$ eV angegeben [80]. Jedoch zeigen die veröffentlichten Werte in der Literatur eine breite Streuung, wodurch ein Vergleich verschiedener Proben nur schwer möglich ist.

1.1.3 p- und n-Dotierung

Für die Herstellung von bipolaren Halbleiterbauelementen ist es notwendig in dem genutzten Material eine n- und eine p-Dotierung zu realisieren. Für das GaN-Materialsystem stellt eine hohe n-Leitfähigkeit von nominell undotierten Schichten eine große Herausforderung für die Technologie dar [89]. Erklärungsansätze für diese 'Hintergrunddotierung' basieren unter anderem auf einer Verunreinigung durch Sauerstoff- bzw. Siliziumatome [90, 91] oder auf der Anwesenheit von Stickstofffehlstellen im Kristallgitter [92, 93].

Für eine gewollte n-Dotierung wird im Allgemeinen Silizium (Si) verwendet, wobei dieses das Ga-Atom im GaN-Kristall ersetzen muss. Die energetische Lage im Bändermodell eines solchen Si-Donators liegt etwa 30 meV unterhalb der Leitungsbandunterkante [94]. Diese sogenannte *Aktivierungsenergie* zeigt, dass schon im Bereich der Raumtemperatur (thermische Energie ≈ 25 meV) die Donatoren ionisiert sind und somit quasi freie Ladungsträger zur Verfügung stehen. Ein optimaler Wert für die Ladungsträgerdichte liegt im Bereich von $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [95].

Aufgrund der hohen n-Leitfähigkeit von nominell undotierten Schichten war es zu Beginn dieser Technologie nicht möglich p-dotiertes GaN herzustellen. Erst durch die Einführung einer AlN-Nukleationsschicht konnte diese Herausforderung teilweise gelöst werden [96, 97]. Einen weiteren Schritt p-dotiertes GaN zu realisieren haben Amano et al. im Jahr 1989 mit Hilfe von Magnesium (Mg) und einer nachfolgenden Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen (Low Energy Electron Beam Irradiation: LEEBI)

vorgestellt [98]. Erst diese Bestrahlung sorgt dafür, dass das Magnesium als elektrisch aktiver Akzeptor fungieren kann, was als sogenannte *Aktivierung* bezeichnet wird. Eine Verbesserung dieses Prozesses wurde im Jahr 1992 von Nakamura et al. durch eine thermische Behandlung erreicht [99]. Heutzutage ist bekannt, dass das Magnesium durch Wasserstoff (H) passiviert wird, wodurch elektrisch neutrale Mg-H-Komplexe entstehen [100, 101]. Die oben beschriebene Aktivierung sorgt dafür, dass der Wasserstoff aus der Probe ausdiffundieren kann und erst dadurch die Magnesium-Dotierstoffe elektrisch aktiv werden. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, dass das Niveau der Mg-Dotierung etwa 200 meV oberhalb der Valenzbandoberkante liegt [94]. Dies führt dazu, dass bei Raumtemperatur nur eine geringe Anzahl von Akzeptoratomten ionisiert ist [102, 103]. Zusätzlich dazu sorgen elektrisch inaktive Dotierstoffe [104, 105] für eine weitere Reduzierung der quasi freien Ladungsträger. Jedoch konnte die p-Leitfähigkeit durch eine stetige Optimierung der Prozessparameter (wie z. B. die Wachstumstemperatur, die Wachstumsrate, das III-V-Verhältnis oder der Aktivierungsprozess [95]) und dem wachsendem Verständnis für den Einbau des Magnesiums immer weiter gesteigert werden. Heutzutage kann eine effektive Löcherkonzentration im Bereich von $p \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden [95, 106, 107].

1.1.4 Defekt-Strukturen

Da noch keine makroskopischen GaN-Kristalle für die Verwendung als Substratmaterial in ausreichender Qualität und Quantität verfügbar sind, wird für die Epitaxie auf verschiedene Fremdsubstrate zurückgegriffen. Hierbei fällt die Wahl üblicherweise auf Aluminiumoxid (Al_2O_3 , wird im Weiteren Saphir genannt) und Siliziumkarbid (SiC). Zwar gibt es schon erste Ergebnisse auf Siliziumsubstraten [108, 109], jedoch kam es aufgrund der geringen Leuchteffizienz noch zu keinem industriellen Einsatz, weswegen dieser Ansatz hier vernachlässigt wird. Bei der Epitaxie von GaN (oder anderen Nitriden) auf einem Fremdsubstrat muss darauf geachtet werden, dass das verwendete Substrat zum einen eine Gitterfehlanpassung vermeidet und somit am besten ebenfalls in der Wurtzit-Struktur mit einer Gitterkonstanten von $a_{\text{GaN}} \approx 3.19 \text{ \AA}$ [110] kristallisiert. Zum anderen sollte der Wärmeausdehnungskoeffizient im Bereich von $\alpha_{\text{a,GaN}} = 5.59 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ [110] liegen, da es sonst während der Abkühlphase nach dem Wachstumsprozess ($T_{\text{Wachstum}} > 700^\circ \text{ C}$) zu Verspannungen kommt.

Das bevorzugte Substratmaterial ist Saphir. Dieses ist prozesstechnisch sehr ausgereift (Durchmesser der Wafer: >10 cm) und kostengünstig in der Herstellung. Zudem ist es im Wellenlängenbereich der Nitride transparent. Jedoch kommt es durch die differierende Gitterkonstante von $a_{\text{Saphir}} \approx 4.758 \text{ \AA}$ theoretisch zu einer Gitterfehlanpassung von etwa 49 % [110]. Da aber die GaN-Einheitszellen auf Saphir um 30° verdreht bezüglich der c-Achse aufgebracht werden [111], beträgt die effektive Gitterfehlanpassung nur etwa 13 % [110]. Diese Fehlanpassung zwischen den Epitaxieschichten führt zu internem Stress, welcher sich durch Gitterstörungen (z. B. Stapelfehler oder Linienversetzungen) abbaut. Der im Vergleich zum GaN größere Wärmeausdehnungskoeffizient von Saphir ($\alpha_{\text{a,Saphir}} = 7.5 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ [110]) führt zu einer Druckverspannung während der Abkühlphase. Trotz dieser Nachteile ist die Technologie auf dem Saphirsubstrat soweit fortgeschritten, dass mittlerweile die meisten Bauteile auf dieser Basis hergestellt werden und somit Saphir-Substrate industriell höchst relevant sind. Nachteilig bei der Kombination von Nitriden und Saphir ist, dass es keine gemeinsame Spaltkante gibt. Daher muss beispielsweise bei der Herstellung von Laserfacetten ein Ätzprozess eingesetzt werden. Außerdem ist Saphir ein elektrischer Isolator, weswegen die p- und n-Kontaktierung eines Bauelementes durch eine längere Prozessierung auf der Epitaxienseite vollzogen werden muss. Diese beiden Punkte erhöhen den Zeitaufwand und damit die Fertigungskosten, infolgedessen auch Bauteile auf der Basis von SiC-Substraten gefertigt werden.

SiC hat den Vorteil, dass es leitfähig ist und so die Möglichkeit bietet, einen vertikalen Strompfad durch das gesamte Schichtpaket zu nutzen, d. h. der n-Kontakt wird auf der Unterseite des Substrates angebracht. Hierdurch verkürzt sich die Prozesskette und damit die Herstellungskosten. Zudem ist es möglich durch einfaches Spalten eine Laserfacette herzustellen [26]. Bei der Fertigung von Laserdioden hat SiC zusätzlich den Vorteil, dass es eine sehr gute thermische Leitfähigkeit ($\kappa_{\text{SiC}} = 4.9 \text{ W}/(\text{Kcm})$ [110]) aufweist, so dass die im Bauteil erzeugte Verlustwärme einfach über das Substrat abgeführt werden kann. Im Vergleich zu Saphir hat SiC außerdem eine geringere Gitterfehlanpassung zu GaN von nur etwa 3.3 % ($a_{\text{SiC}} \approx 3.0817 \text{ \AA}$ [110]). Jedoch führt der kleinere Wärmeausdehnungskoeffizient im Vergleich zum Saphir von $\alpha_{\text{a,SiC}} = 5.0374 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ [110] diesmal während der Abkühlphase zu einer Zugspannung und somit auch zu internen Gitterstörungen. Da die SiC-Technologie noch nicht soweit ausgereift ist, gibt es im Moment nur Wafer mit der maximalen Größe von etwa 2 Zoll, wobei diese dazu noch eine hohe Defektdichte aufweisen. Dementsprechend sind die Kosten für ein SiC-Substrat noch sehr hoch.

Die Gitterfehlانpassung und der Unterschied der Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen den Fremdsubstraten und den GaN-Epitaxieschichten führen während des Wachstumsprozesses zu einer sehr hohen Versetzungsdichte innerhalb des Kristallaufbaus (Abb. 1.5a). Bei der Verwendung von Saphir oder SiC als Substrat liegt diese Versetzungsdichte üblicherweise im Bereich von etwa 10^8 cm^{-2} bis 10^{10} cm^{-2} [27, 35]. Jedoch konnte bereits durch den Einsatz eines sogenannten *ELO-GaN-Substrates* (ELO: epitaxial lateral overgrowth; [112]) auch eine reduzierte Defektdichte im Bereich von 10^6 cm^{-2} demonstriert werden [113].

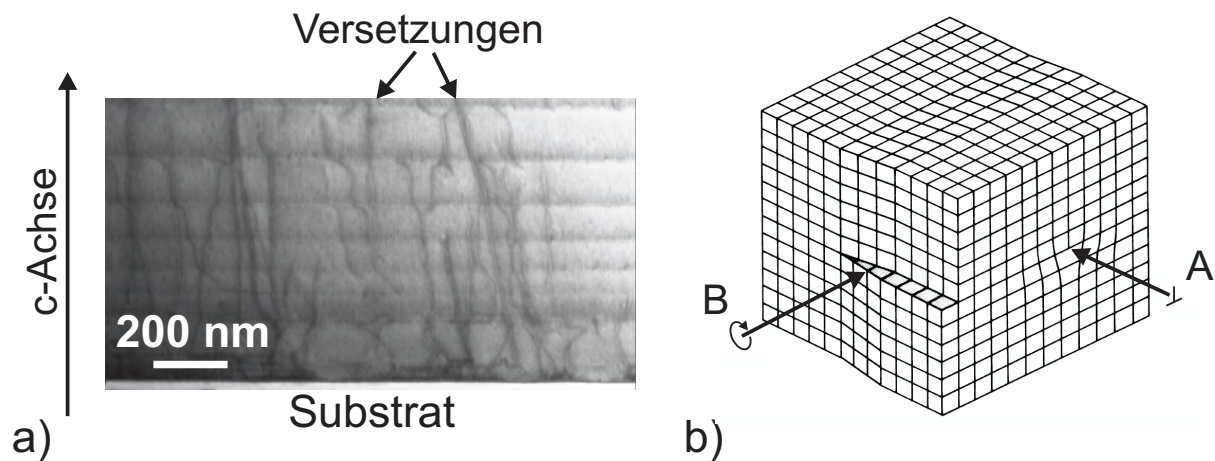


Abbildung 1.5: (a) Scanning Transmission Electron Microscopy (STEM)-Querschnittsbild einer GaN-Struktur auf einem Saphir-Substrat und (b) schematische Darstellung einer Stufenversetzung (A) und einer Schraubenversetzung (B) [114]

Die Versetzungen können in drei unterschiedliche Typen unterschieden werden: Die reine Stufenversetzung (markiert durch das A in Abb. 1.5b), die reine Schraubenversetzung (markiert durch das B in Abb. 1.5b) und eine Kombination aus beiden, die gemischte Versetzung [115]. Hierbei haben die Schraubenversetzungen eine wesentlich geringere Dichte als die anderen Versetzungstypen [116]. In der Abbildung 1.5a ist eine Querschnittsaufnahme einer GaN-Struktur gezeigt, in welcher beispielhaft der Verlauf von Versetzungen (senkrechte, dunkle Linien) zu erkennen ist. Hierbei beginnen die Versetzungen typischerweise an der Grenzfläche zwischen Substrat und Epitaxieschicht [117] und setzen sich dann fast parallel zur Wachstumsrichtung (c-Achse) in der Struktur fort. In der Literatur werden diese Versetzungen typischerweise als *threading dislocations* bezeichnet. Neben diesen Defekt-Strukturen gibt es noch weitere mehrdimensionale Defekte wie z. B. Stapelfehler,

Korngrenzen und Grenzflächen. Zudem treten noch eindimensionale Punktdefekte auf, die z. B. aufgrund von Verunreinigungen entstehen können. Hierunter kann unter Umständen auch die oben diskutierte hohe Hintergrunddotierung in GaN fallen.

Eine für GaN-basierte Bauelemente typische Defektart ist der sogenannte *V-Defekt*. Dieser bildet sich üblicherweise am Ende einer Versetzungslinie und stellt dort im Querschnitt einen V-förmigen Defekt dar (Abb. 1.6a), dessen Facetten parallel zu den Kristallflächen $\{10\bar{1}1\}$ liegen [37]. An der Oberfläche zeigt sich durch diese Anordnung eine sechseckige Form. Eine typische Topographieaufnahme von einer GaN-Oberfläche mit einem V-Defekt zeigt die Abbildung 1.6b.

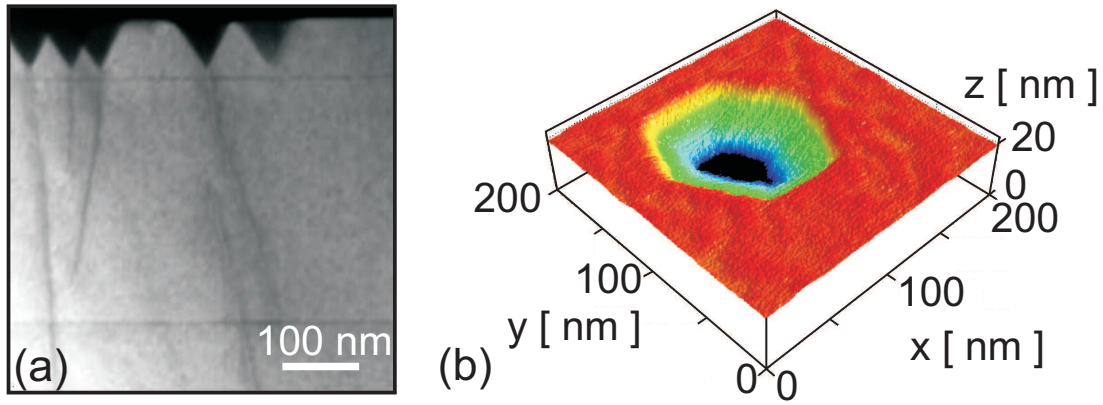


Abbildung 1.6: (a) STEM-Querschnittsbild einer GaN-Struktur mit Versetzungen und V-Defekten und (b) 3D-Topographieaufnahme (Rasterkraftmikroskop-Messung) eines typischen V-Defektes

Da diese Defekte im Weiteren Wachstumsprozess teilweise oder auch komplett von weiteren Schichten zugedeckt werden können, ist es nicht immer möglich, diese an der Oberfläche zu finden oder genau die charakteristische sechseckige Form zu detektieren. Jedoch können die V-Defekte in Querschnittsaufnahmen (Abb. 1.6a) eindeutig identifiziert werden. Eine vergrößerte Aufnahme eines solchen Defektes ist beispielhaft in der Abbildung 1.7a gezeigt. Der Zusammenhang zwischen der Breite b einer Facette und der Tiefe h eines solchen V-Defektes kann angegeben werden durch $h_V = 1.63b$ (Abb. 1.7b) [118].

Typischerweise wird beobachtet, dass die V-Defekte am Ende einer Versetzung entstehen [37, 119, 120]. Eine Ursache für die Entstehung der V-Defekte ist das Indium in den aktiven Schichten. Dabei ist zum einen die Anzahl der InGaIn-Quantentöpfe und zum anderen der Indiumgehalt entscheidend [38, 46, 121, 122]. Steigt die Anzahl der

Quantentöpfe bzw. der In-Gehalt, steigt auch die Wahrscheinlichkeit für die V-Defekt-Bildung. Eine weitere Ursache, die die V-Defekt-Bildung begünstigt, ist die verwendete Wachstumstemperatur. Hierbei hat sich gezeigt, dass niedrige Wachstumstemperaturen die Ausbildung der V-Defekte anregen [53, 54, 123].

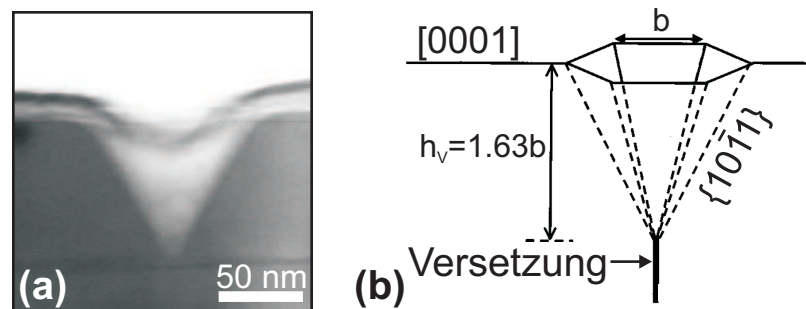


Abbildung 1.7: (a) STEM-Querschnittsbild eines V-Defektes und (b) Zusammenhang zwischen der Breite b einer Facette und der Tiefe h_V eines V-Defektes nach [118]

Die Entstehung der V-Defekte ist gut verstanden, wohingegen der Einfluss der V-Defekte auf die optischen und die elektrischen Eigenschaften von Bauelementen völlig ungeklärt ist. Hierzu gibt es in der Literatur viele und zum Teil sehr widersprüchliche Angaben. Einige Untersuchungen haben gezeigt, dass diese Defekte Zentren von effizienter nicht-strahlender Rekombination sind [47, 51, 52]. Andere wiederum behaupten, dass sie gerade diese nicht-strahlende Rekombination unterdrücken [45, 53, 54]. Zudem gibt es Anzeichen dafür, dass die V-Defekte mit der gelben Lumineszenz [48, 124] und auch mit der lokalisierten Bandkanten-nahen Lumineszenz [46, 125] zusammenhängen.

Noch unübersichtlicher als der Einfluss auf die optischen Eigenschaften sind die Veröffentlichungen über den Einfluss der V-Defekte auf die elektrischen Eigenschaften der Nitride. Makroskopische Strom-Spannungs (I - U)-Messungen haben z. B. einen reduzierten Betriebsstrom mit Abnahme der Defektdichte gezeigt [49, 50]. Diese Messtechnik erlaubt jedoch nur indirekt durch die Aufnahme des Gesamtstromes den Einfluss der einzelnen V-Defekte zu untersuchen. Eine direkte Aussage über das lokale, elektrische Verhalten eines einzelnen V-Defektes kann mit Hilfe der Rastersondenmikroskopie getroffen werden.

Die Veröffentlichungen von Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM [56]; Kap. 2.2)-Untersuchungen haben eine Zunahme der Austrittsarbeit im Bereich der V-Defekte ge-

zeigt, welche von der Dotierung unabhängig ist [58, 59, 60, 61, 126]. Zur Begründung wird vorgeschlagen, dass die V-Defekte am Ansatz der Versetzung mit negativ geladenen, Akzeptor-ähnlichen Zuständen umrandet sind [60, 66]. Im Gegensatz dazu ist die Situation in der Literatur bezüglich der lokalen Strommessungen mit der Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM [57]; Kap. 2.3) weitaus komplexer. Beispielsweise haben einige Autoren einen erhöhten Strom innerhalb der V-Defekte [59, 62, 63, 64, 127] oder an seinen Kanten [59, 63, 128] gezeigt, welcher unabhängig von der Dotierung war, aber in einigen Experimenten von der Stromrichtung abhing [59, 63]. Andere Autoren haben dagegen einen reduzierten Stromfluss in p-dotierten Proben [65] gefunden. Die Erklärungsansätze für die erwähnten Verhaltensweisen sind sehr vielfältig und basieren z. B. auf der lokalen Bildung von unterschiedlich dicken Oxidschichten [63], einer Diffusion des Kontaktmaterials (z. B. Gold) entlang den Versetzungen [129] oder einer reduzierten elektrischen Aktivität der Dotierung innerhalb der V-Defekte durch Entmischung des Dotiermaterials [65].

Werden die erwähnten Untersuchungen und die aufgestellten Modelle und Theorien zusammengefasst, ist erkennbar, dass zur Zeit noch kein konsistentes, mikroskopisches Bild bzw. Modell existiert, welches die lokalen Potential- und lokalen Strommessungen an V-Defekten in p- und n-dotierten Nitriden erklären kann.

1.2 GaN-basierte Lichtemitter

Lichtemittierende Halbleiterdioden basieren im Wesentlichen auf einem pn-Übergang, welcher die Übergangszone zwischen einem p-dotierten und einem n-dotierten Bereich bezeichnet. Die einfachste Variante stellt dabei der Übergang zwischen zwei gleichen Halbleiterwerkstoffen (Homoübergang) dar.

1.2.1 Homo- und Heteroübergang

Die schematische Darstellung der Bandstruktur eines pn-Homoüberganges ist in der Abbildung 1.8 dargestellt. Die Abbildungen 1.8a und b zeigen zwei unterschiedlich dotierte Halbleiter (p- und n-dotiert) vor dem elektrischen Kontakt. Die unterschiedlichen Bänder sind bezeichnet mit E_{Vac} für das Vakuumniveau, E_{L} für die Unterkante des Leitungsbandes, $E_{\text{F,p/n}}$ für das Fermi-niveau des p-dotierten bzw. des n-dotierten Halbleiters und E_{V} für die Oberkante des Valenzbandes. Der Bandabstand zwischen E_{L} und E_{V} ist mit E_{g} bezeichnet. Der Unterschied zwischen E_{Vac} und E_{L} gibt die Elektronenaffinität χ an, welche eine Materialkonstante für das Material und die jeweilige Kristallrichtung ist. Die Austrittsarbeit $\phi_{\text{p/n}}$ der unterschiedlich dotierten Halbleiter ist bestimmt durch den Abstand zwischen E_{Vac} und $E_{\text{F,p/n}}$, wodurch sie von χ und der energetischen Lage von $E_{\text{F,p/n}}$ abhängt. Die Lage von $E_{\text{F,p/n}}$ wird bestimmt durch die Höhe und Art der Dotierung. Definitionsgemäß liegen die Vakuumniveaus der beiden Bandstrukturen ohne elektrischen Kontakt energetisch auf einer Höhe und durch die unterschiedliche Dotierung der beiden Materialien ist die Lage der beiden Fermi-niveaus unterschiedlich.

Das Bändermodell nach der elektrischen Zusammenführung der beiden dotierten Halbleiter ist in der Abbildung 1.8c dargestellt. Während der Zusammenführung diffundieren die Majoritätsladungsträger auf die jeweils andere Seite (Elektronen aus dem n-Gebiet ins p-Gebiet und Löcher aus dem p-Gebiet ins n-Gebiet). Dort rekombinieren diese, wodurch eine Verarmung an freien Ladungsträgern auftritt. Dieser Bereich wird *Verarmungszone* genannt, welche sich aus der Summe der einzelnen Abschnitte des p- und n-Gebietes $|W_{\text{Zone}}| = |W_{\text{p}}| + |W_{\text{n}}|$ berechnen lässt. Die geladenen Ionenrümpfe des Kristallgitters (negativ geladene Akzeptoren im p-Gebiet und positiv geladene Donatoren im n-Gebiet) können nicht rekombinieren, wodurch die lokale Ladungsneutralität verloren geht. Der daraus resultierende Ladungsunterschied zwischen den beiden Gebieten führt zu einem elektrischen Feld. Dieses Feld verursacht einen Driftstrom, welcher dem Diffusionsprozess

der Majoritätsladungsträger entgegen wirkt. Im sogenannten *thermodynamischen Gleichgewicht*, d. h. die Fermi-niveaus des p- und des n-Gebietes haben sich angeglichen, kommen diese Prozesse zum Erliegen. Durch die entstandene Bandverbiegung innerhalb der Verarmungszone bildet sich zwischen der p- und der n-Seite ein Potentialunterschied aus, welcher als *Diffusionsspannung* U_D bezeichnet wird (Gl. 1.2). U_D ist somit abhängig von der Differenz der beiden Austrittsarbeiten ϕ_p und ϕ_n . Mit Hilfe von U_D kann die Ausdehnung der Verarmungszone W_{Zone} in erster Näherung (vollständige Ionisation der Dotieratome) durch die Gleichung 1.3 [130] bestimmt werden.

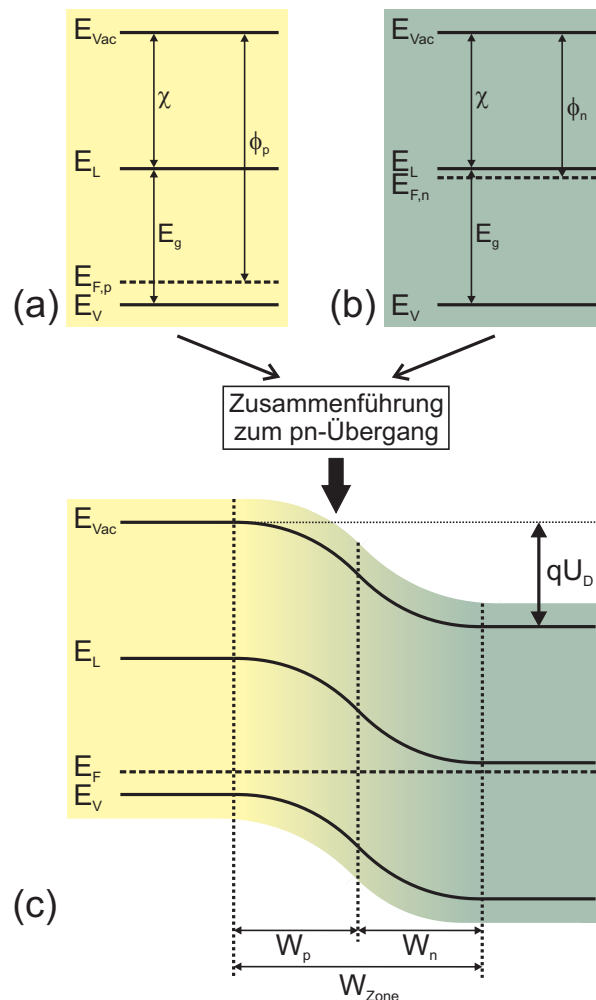


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines pn-Homoüberganges: (a) p-dotierter und (b) n-dotierter Halbleiter vor dem elektrischen Kontakt und (c) pn-Homoübergang nach dem elektrischen Kontakt im thermodynamischen Gleichgewicht

$$U_D = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1.2)$$

$$W_{Zone}(U_D) = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) U_D} \quad (1.3)$$

In der ersten Gleichung ist k die Boltzmann-Konstante ($k=8.62 \cdot 10^{-5} \text{eV}/(\text{K})$), T die absolute Temperatur, q die Elementarladung, N_A die Anzahl der Akzeptoren bzw. N_D die Anzahl der Donatoren pro Volumeneinheit und n_i die Eigenleitungskonzentration. In der zweiten Gleichung steht ϵ_r für die materialspezifische relative Permittivitätszahl und ϵ_0 für die Permittivität des Vakuums ($\epsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12} \text{As}/(\text{Vm})$).

Wird nun der pn-Übergang mit einer externen Spannung U_{Diode} beaufschlagt, so ergibt sich für die gesamte Potentialdifferenz $U_{\text{ges}}=U_D-U_{\text{Diode}}$. Diese Potentialdifferenz muss nun in der Gleichung 1.3 anstatt U_D berücksichtigt werden. Daraus ergibt sich für eine externe, positive Spannung (d. h. positive Spannung am p-Gebiet) eine Verkleinerung der Verarmungszone, wodurch der pn-Übergang leitfähig wird (Durchlassrichtung) (Abb. 1.9a). Dahingegen führt das Anlegen einer negativen Spannung an das p-Gebiet zu einer Vergrößerung der Verarmungszone und der pn-Übergang sperrt (Sperrrichtung) (Abb. 1.9b). Im Falle eines Stromflusses bildet sich für die Elektronen und die Löcher ein getrenntes Quasi-Gleichgewicht, welches durch zwei separate Quasi-Fermi-niveaus (E_{Fn} und E_{Fp}) beschrieben werden kann. Die Energiedifferenz zwischen diesen beiden Niveaus entspricht der angelegten Spannung U_{Diode} (Abb. 1.9).

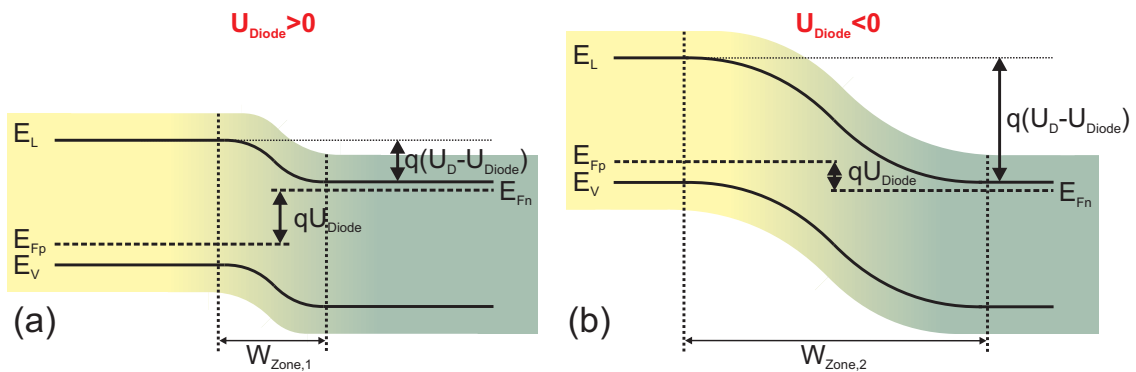


Abbildung 1.9: Bändermodell eines stromdurchflossenen pn-Homoüberganges (a) $U_{\text{Diode}} > 0$ und (b) $U_{\text{Diode}} < 0$

Da alle gängigen Leuchtdioden und Laserdioden auf Übergängen zwischen unterschiedlichen Halbleiterwerkstoffen basieren, wird anhand der Abbildung 1.10 als Beispiel ein pn-Heteroübergang diskutiert.

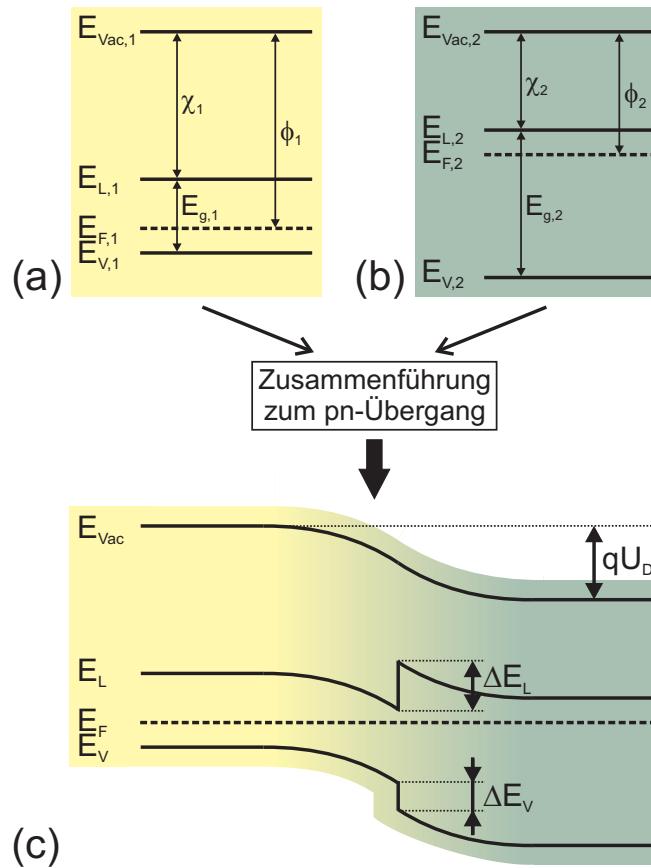


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines pn-Heteroüberganges: (a) Halbleiter 1 und (b) Halbleiter 2 vor dem elektrischen Kontakt und (c) Heteroübergang nach dem elektrischen Kontakt im thermodynamischen Gleichgewicht

Im Vergleich zum Homoübergang treten beim Heteroübergang zusätzliche Banddiskontinuitäten aufgrund der unterschiedlichen Bandlücken ($E_{g,1}$, $E_{g,2}$) und Elektronenaffinitäten (χ_1 , χ_2) der beteiligten Halbleiter auf. Der Unterschied zwischen den Leitungsbandern wird dabei mit ΔE_L (Gl. 1.4) und zwischen den Valenzbandern mit ΔE_V (Gl. 1.5) bezeichnet (nach dem Anderson Modell [131]).

$$\Delta E_L = E_{L,1} - E_{L,2} = q(\chi_1 - \chi_2) \quad (1.4)$$

$$\Delta E_V = E_{V,1} - E_{V,2} = E_{g,1} - E_{g,2} - q(\chi_1 - \chi_2) \quad (1.5)$$

Wiederum kann durch Anlegen einer externen Spannung die Ausdehnung der Verarmungszone entweder vergrößert oder reduziert werden. Jedoch hängt diesmal der relative Anteil der Elektronen bzw. Löcher nicht nur von der Dotierung im jeweiligen Halbleiter, sondern ganz entscheidend auch von den Banddiskontinuitäten ab. Diese Banddiskontinuitäten führen zu einer Raumladungszone, welche dann die wesentliche Barriere für die jeweiligen Ladungsträgertypen darstellt.

1.2.2 Leuchtdiode auf GaN-Basis

Das Grundprinzip einer lichtemittierenden Diode basiert auf der Generierung eines Elektron-Loch-Paares und der folgenden Rekombination dieses Paares. Hierbei rekombinieren die Elektronen und Löcher entweder strahlend, d. h. ein Photon wird generiert, oder nicht-strahlend, wobei z. B. die Energie in Wärme umgewandelt wird. Bei einer Leuchtdiode (LED) tritt die strahlende Rekombination der Ladungsträgerpaare ohne äußere Einflüsse auf, weswegen von der spontanen Emission gesprochen wird. Unter besonderen Bedingungen kann jedoch diese Emission auch durch ein anderes Photon erzwungen werden. Dieser Prozess wird als stimulierte Emission bezeichnet. Das besondere dabei ist, dass das generierte Photon die selbe Frequenz, Phasenlage und Ausbreitungsrichtung wie das den Prozess anregende Photon hat und dass das generierende Photon nicht verloren geht. Daher stellt die stimulierte Emission einen optischen Verstärkungsvorgang dar, welcher unter anderem bei der Laserdiode (LD) ausgenutzt wird.

Trotz intensiver Bemühungen die Kristallqualität, die Materialien und den Schichtaufbau zu optimieren, ist in der Praxis die nicht-strahlende Rekombination $R_{\text{nstr.}}$ nicht ganz zu vermeiden [132]. Zu einer nicht-strahlenden Rekombination führen beispielsweise die Shockley-Read-Hall-Rekombination [133] oder der Auger-Prozess [9]. Das Verhältnis zwischen der strahlenden Rekombination $R_{\text{str.}}$ [9], welche für eine effektive Lichtemission überwiegen sollte, und der Gesamtzahl der Rekombinationsprozesse wird über den internen Quantenwirkungsgrad $\eta_{\text{int.}}$ angegeben [132].

$$\eta_{int.} = \frac{R_{str.}}{R_{str.} + R_{nstr.}} \quad (1.6)$$

Dieser Wirkungsgrad gibt somit die Abweichung einer realen Diode gegenüber einer idealen Diode an, wodurch deutlich wird, dass nicht jedes injizierte Elektron-Loch-Paar ein Photon generiert.

Ähnlich wie bei anderen Materialsystemen [9, 134, 135] wurde für die Optimierung der GaN-LED der Aufbau vom normalen Homoübergang [136] über den Heteroübergang [1] zur Doppel-Heterostruktur mit Multi-Quantumwell (MQW) [137, 138, 139] vollzogen. Beim MQW wird der aktive Bereich aus einem oder mehreren Quantumwells gebildet, welche jeweils aus einem Quantentopf und zwei Barrieren bestehen. Im Fall von GaN-LEDs bestehen die Quantentöpfe aus InGaN, wobei der Indiumgehalt und die Dicke (nur einige nm) des Topfes die Wellenlänge des emittierten Lichtes bestimmen. Da die Abmessungen der Quantentöpfe im Bereich der Elektronenwellenlänge liegen (damit ist die Dicke auch kleiner als die Diffusionslänge der Elektronen und Löcher), werden die Elektronen und Löcher quantenmechanisch eingeschlossen (reduzierte Bewegungsfreiheit). Die Barrieren sorgen für einen zusätzlichen Einschluss der Ladungsträger in den Töpfen und bestehen typischerweise aus GaN. Für einen noch effektiveren Einschluss der Ladungsträger im aktiven Bereich kann der MQW noch in zwei dotierte Confinement-Schichten mit einer größerer Bandlücke (typischerweise aus AlGaIn) eingebettet werden. Der schematische Aufbau einer GaN-LED mit MQW und Confinement-Schichten ist in der Abbildung 1.11a dargestellt.

Zusätzlich zum schematischen Aufbau der GaN-LED ist in Abbildung 1.11b der zugehörige Bandverlauf in Durchlassrichtung gezeigt. Typische Werte für die Bandlücken der einzelnen Schichten liegen im Bereich von $E_{g,AlGaIn,Confinement} \approx 3.5$ eV, $E_{g,AlGaIn,Elektronenbarriere} \approx 3.8$ eV, $E_{g,GaN,Barriere} \approx 3.4$ eV und $E_{g,InGaIn,blau} \approx 3$ eV. Für einen zusätzlichen Einschluss der Elektronen wird auf der p-Seite eine Elektronenbarriere aus AlGaIn verwendet. Diese Barriere sorgt dafür, dass die Elektronen nicht ins p-Gebiet eindringen können. Da die Löcher eine geringere Beweglichkeit als die Elektronen aufweisen [140], wird so eine Barriere für die Löcher nicht benötigt. Der verbesserte Einschluss der Ladungsträger durch die genannten Verbesserungen (MQW, Confinement-Schichten, Elektronenbarriere) führt zu einer erhöhten Rekombinationsrate in der aktiven Schicht, wodurch der interne Wirkungsgrad $\eta_{int.}$ (Gl. 1.6) gesteigert werden konnte (typische

Werte für blau-emittierende LEDs liegen bei $\eta_{\text{int.}} \approx 70\%$ [141] und bei LEDs, die im UV-Bereich emittieren, bei $\eta_{\text{int.}} \approx 80\%$ [142]).

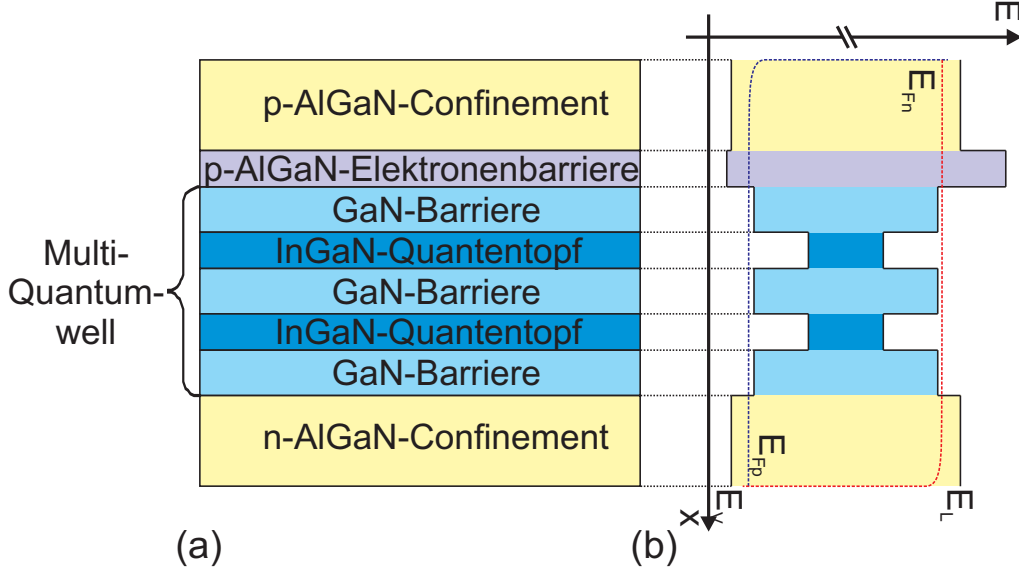


Abbildung 1.11: (a) Schematischer Aufbau einer GaN-Leuchtdiode mit MQW, Elektronenbarriere und Confinement-Schichten und (b) dazugehöriger prinzipieller Bandverlauf in Durchlassrichtung, wobei E_{Fp} und E_{Fn} die Quasi-Ferminiveaus der Löcher und Elektronen angeben

Eine weitere Steigerung dieses Wirkungsgrades kann durch eine erhöhte, aber optimierte Anzahl von Quantumwells erreicht werden. Es muss jedoch beachtet werden, dass nicht alle generierten Photonen den Halbleiter auch verlassen können. Es tritt beispielsweise eine Reabsorption der Photonen in den umliegenden Schichten (z. B. im Saphir- oder SiC-Substrat) und eine Reflexion der Photonen an den unterschiedlichen Grenzflächen im Halbleiter bzw. am Übergang zur Luft auf (typische Werte für den Brechungsindex n_{Brech} liegen für GaN bei $n_{\text{Brech}}^{\text{GaN}} \approx 2.53$ [143] und für AlGaN bei $n_{\text{Brech}}^{\text{AlGaN}} \approx 2.4$ [143]). Diese Verluste werden über den Auskoppel-Wirkungsgrad $\eta_{\text{extr.}}$ [9], welcher das Verhältnis von ausgetretenen Photonen aus der LED P zu emittierten Photonen der aktiven Schicht $P_{\text{int.}}$ angibt, ausgedrückt. Für GaN-LEDs wurden bereits Werte im Bereich von $\eta_{\text{extr.}} \approx 75\%$ demonstriert [144].

$$\eta_{\text{extr.}} = \frac{P}{P_{\text{int.}}} \quad (1.7)$$

Aus den beiden beschriebenen Wirkungsgraden ($\eta_{\text{int.}}$ aus Gl. 1.6 und $\eta_{\text{extr.}}$ aus Gl. 1.7) lässt sich für die Messung der LED-Effizienz der externe Wirkungsgrad $\eta_{\text{ext.}}$ berechnen [9].

$$\eta_{\text{ext.}} = \eta_{\text{int.}} \cdot \eta_{\text{extr.}} = \frac{P/(hf)}{I/(q)} \quad (1.8)$$

Hier ist h das Planck'sche Wirkungsquantum ($h=4.14 \cdot 10^{-15}$ eVs) und f die Frequenz der Photonen. Eine bessere Angabe für den Verbraucher ist allerdings die sogenannte *Wallplug-Effizienz* η_{power} , welche die optische Leistung $P_{\text{opt.}}$ mit der elektrischen Leistung $I \cdot U$ ins Verhältnis setzt. Die erreichten Effizienzen für GaN-LEDs werden in der Literatur im Bereich von 20 % [145, 146, 147] angegeben.

$$\eta_{\text{power}} = \frac{P_{\text{opt.}}}{I \cdot U} \quad (1.9)$$

Durch den Einsatz von lokalen Strom (I)- und Spannungs (U)-Messungen (Kap. 3 und Kap. 4) könnte es möglich sein, einen Einblick in die mikroskopischen Mechanismen, die η_{power} beeinflussen bzw. begrenzen, zu erhalten.

1.2.3 Laserdiode auf GaN-Basis

Die Grundlage der Laserdiode ist die stimulierte Emission, welche für eine Lichtverstärkung sorgt und so dem Mechanismus seinen Namen gegeben hat: LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Bei einer GaN-LD besteht der aktive Bereich typischerweise aus einem MQW mit InGaN-Quantentöpfen und GaN-Barrieren. Für einen effektiven Elektroneneinschluss sorgt eine p-dotierte AlGaN-Elektronenbarriere. Zur Führung der optischen Mode kann der MQW beispielsweise in unterschiedlich dotierte GaN/AlGaN-Wellenleiter eingebettet werden. Bei dieser Art des Aufbaus werden somit die Ladungsträger durch den MQW und die Lichtwelle durch den Wellenleiter separat eingeschlossen, was als 'Seperate Confinement Heterostructure' bezeichnet wird. Die Wellenführung wird typischerweise durch Mantelschichten aus AlGaN, die den Wellenleiter 'ummanteln', übernommen. Die normierte Intensität in Abbildung 1.12a macht den Einschluss der optischen Mode deutlich. Auf der n-Seite folgt

der n-Mantelschicht eine Pufferschicht (z. B. aus AlGaN), die für einen spannungsreduzierten Schichtaufbau sorgt. Zusätzlich trennt diese Pufferschicht den Ort der optischen Mode vom Substrat, so dass ein Übersprechen vermieden wird. Die in dieser Arbeit verwendeten LD-Strukturen basieren alle auf einem SiC-Substrat, dessen Vorteile beim Einsatz für Laserdioden aus Kapitel 1.1.4 bekannt sind. Auf der p-Seite wird die LD durch eine hochdotierte p-GaN-Kontaktschicht abgeschlossen. Diese Schicht ermöglicht einen Ohm'schen Übergang zum p-Kontakt (z. B. aus einer Gold/Titan/Platin-Verbindung). Der n-Kontakt (z. B. aus einer Gold/Nickel-Verbindung) wird auf der Rückseite des SiC-Substrates aufgebracht. Ein typischer Aufbau einer GaN-LD auf einem SiC-Substrat ist in der Abbildung 1.12b dargestellt. Bild (c) zeigt zu diesem Aufbau den prinzipiellen Bandverlauf.

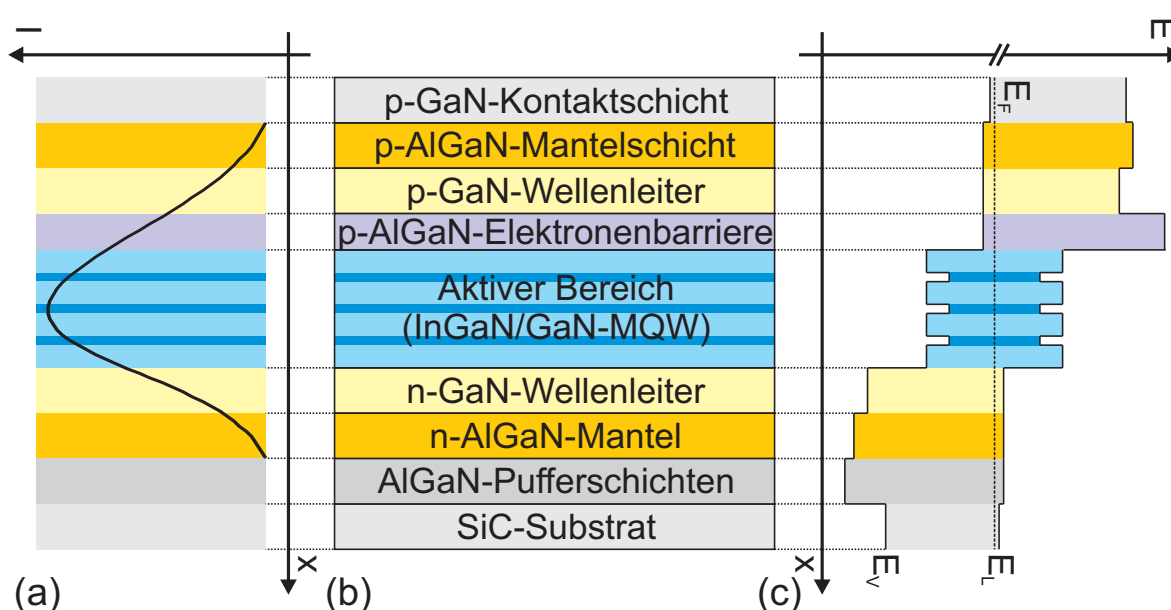


Abbildung 1.12: (a) Normierte Intensität der optischen Mode entlang einer GaN-Laserdioden-Schichtstruktur, (b) typischer Aufbau einer GaN-Laserdiode basierend auf einem SiC-Substrat und (c) prinzipieller Bandverlauf der GaN-Laserdiode

Der optische Resonator der LD wird durch die Länge des aktiven Gebietes gebildet. Diese Länge ist definiert durch den Abstand zwischen den beiden Laserfacetten. Durch den optischen Übergang zwischen dem Halbleiter und der Luft und damit durch die unterschiedlichen Brechungsindizes ($n_{\text{Brech}}^{\text{GaN}} \approx 2.53$ [143] und $n_{\text{Brech}}^{\text{Luft}} = 1$) weisen die Facetten bei GaN-LDs eine Reflektivität von $R \approx 17\%$ auf [27]. Die Reflektivität kann mit der

Gleichung 1.10 aus den Brechungsindizes berechnet werden [9] (Annahme: Senkrechter Einfallswinkel der Photonen).

$$R(\alpha = 0) = \left(\frac{n_{Brech,1} - n_{Brech,2}}{n_{Brech,1} + n_{Brech,2}} \right)^2 \quad (1.10)$$

Eine Erhöhung der Reflektivität kann durch eine dielektrische Schicht aus z. B. SiO₂/TiO₂ auf den Facetten erreicht werden [34]. Dabei wird die Schicht auf der rückseitigen Facette mit einer möglichst hohen Reflektivität ($R \approx 99\%$) ausgestattet. Dahingegen erhält die vorderseitige Facette (Auskoppelfacette) eine Schicht mit einer geringeren Reflektivität ($R \approx 50\%$), da aus dieser bei typischen Kantenemittern die Photonen ausgekoppelt werden. Zusätzlich zur Steigerung der Reflektivität sorgt die dielektrische Schicht für eine Passivierung der Facetten, so dass sie gegen äußere Einflüsse, wie z.B. Verschmutzung oder Oxidbildung, besser geschützt sind.

Neben den einzelnen Schichten hat die verwendete Bauart einen erheblichen Einfluss auf die LD-Eigenschaften. Die beiden gängigsten Prozessierungsarten sind der Oxidstreifenlaser [27, 148] und der Ridgelaser. Die Untersuchungen aus Kapitel 3 wurden nur an Ridgelasern durchgeführt, so dass nur dessen Aufbau im Folgenden beschrieben wird [149].

Bei der Ridgelaser-Struktur wird der sogenannte *Lasersteg* bei GaN-LDs mit einer Breite von 1.5-20 µm bis auf den p-seitigen Wellenleiter aus der Struktur herausgeätzt [150]. Danach wird die gesamte Struktur bis auf den Lasersteg mit einer isolierenden SiO₂-Schicht abgedeckt. Diese Schicht schützt im laufenden Prozess vor einem Kurzschluss zwischen dem p-Kontakt und den LD-Halbleiterschichten. Dieser Prozess sorgt für eine Beschränkung des Strompfades auf den Lasersteg, so dass der Schwellstrom gegenüber eines Oxidstreifenlasers deutlich reduziert werden kann. Eine schematische Darstellung dieses Aufbaus zeigt die Abbildung 1.13a. In dieser ist zusätzlich die optische Lasermode mit eingezeichnet. Das typische Nahfeld einer kantenemittierenden LD ist in Abbildung 1.13b dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine Nahfeld-Aufnahme von [151] an einem Ridgelaser, welcher eine große Ähnlichkeit zu den hier untersuchten LD-Strukturen hat.

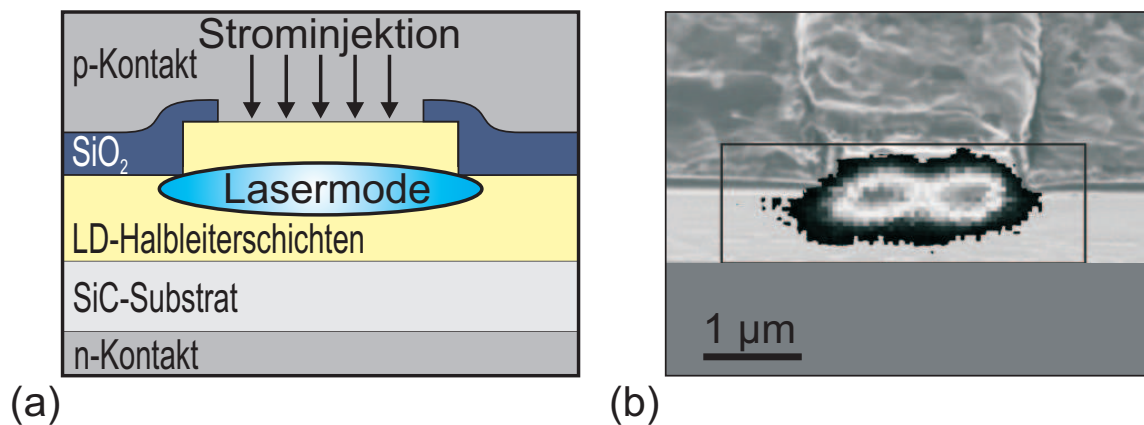


Abbildung 1.13: (a) Schematische Darstellung eines Ridgelaasers mit geätztem Lasersteg und eingezeichneter Lasermode und (b) Nahfeld-Intensitätsverteilung eines Ridgelaasers [151], welcher ähnlich zu den hier untersuchten Laserdioden-Strukturen ist

1.2.4 Herausforderungen an realen Bauteilen

Ein großes Ziel der LED- bzw. LD-Hersteller ist die Maximierung der Wallplug-Effizienz. Für das Erreichen dieses Zieles ergeben sich aus der Gleichung 1.9 zwei große Ziele: Es muss die optische Ausgangsleistung erhöht und/oder die elektrische Versorgungsleistung gesenkt werden. Dafür muss beispielsweise die Generierung der Photonen und somit der interne Wirkungsgrad $\eta_{\text{int.}}$ (Gl. 1.6) gesteigert werden. Erreicht werden kann dies zum einen durch eine Optimierung der einzelnen Halbleiterschichten, wie z. B. dem MQW [67, 152] oder dem Substrat [147, 153]. Zum anderen stellt die kristalline Qualität eine Optimierungsoption dar, da gerade diese durch die hohe Versetzungsdichte bei GaN (Kap. 1.1.4) ein hohes Potential für Verbesserungen aufweist [154, 155]. Eine weitere Möglichkeit die Effizienz zu maximieren ist die Anzahl der ausgekoppelten Photonen aus dem Halbleiter zu steigern (ausgedrückt wird dies über $\eta_{\text{extr.}}$ aus Gl. 1.7). Diese Steigerung kann durch eine optimierte Oberflächenstrukturierung [146, 156], durch den Einsatz von photonischen Kristallen [157, 158] oder durch die Dünnschicht-Technologie [159] erreicht werden. Ebenfalls haben eine Reduzierung der einzelnen Schichtdicken und der Gesamtgröße der LEDs zu einem erhöhten $\eta_{\text{extr.}}$ geführt, da es so zu einer Abnahme der Reabsorption und der internen Reflexion gekommen ist [160, 161].

Neben der Steigerung der Wallplug-Effizienz ist ein weiteres Ziel der Hersteller die Steigerung der Bauteil-Lebensdauer. Es hat sich gezeigt, dass im Betrieb sogenannte *Alterungseffekte* die Lebensdauer und damit auch die Effizienz der Bauteile beschränken. Neben spontanen Ausfällen, die z. B. durch äußere mechanische Einflüsse hervorgerufen werden, zeigt sich im Betrieb eine Abnahme der Intensität bzw. eine Zunahme des Stromes mit der Betriebszeit [25, 26]. Diese Intensitätsabnahme wird in der Literatur als *negative Alterung* bezeichnet. Die möglichen Ursachen, die für die Alterung in GaN-Bauteilen verantwortlich sind, werden in der Literatur mannigfaltig diskutiert. Ein Erklärungsansatz basiert z. B. auf der Diffusion von Punkt-Defekten. Diese Diffusion soll einen Anstieg der nicht-strahlenden Rekombination innerhalb der aktiven Schicht verursachen, was somit zu einer Abnahme der Intensität während des Betriebes führt [30]. Eine Art der Punkt-Defekt-Diffusion ist die Diffusion von Mg-Dotierstoffen aus den p-dotierten Schichten in die aktive, undotierte Schicht [31, 32]. Andere Gruppen hingegen geben die Bildung bzw. das Aufbrechen von Mg-H-Komplexen in den p-dotierten Schichten als eine mögliche Alterungsursache an [28, 29, 31]. Zusätzlich zu diesen internen Ursachen wurde ein Einfluss der Umgebungsatmosphäre auf die Bauteileigenschaften gefunden. Es wurden unter anderem eine Oxidschicht und ähnliche Ablagerungen auf der Laserfacette beobachtet, welche sich im Betrieb vermehren und so zu einer Absorption des Lichtes beitragen [33, 34]. Weitere Aussagen über mögliche Alterungsursachen beruhen dagegen auf der These eines schlechten p-Kontaktes [27], wodurch sich im Betrieb die Diodenspannung erhöht. Wie dieser kurze Überblick deutlich macht, sind noch nicht alle Alterungseffekte abschließend geklärt, so dass nach den genauen Ursachen noch weiter geforscht werden muss.

Damit die Lebensdauer verlängert und die Wallplug-Effizienz gesteigert werden können, müssen besonders die elektrischen und optischen Eigenschaften der LEDs bzw. der LDs genauestens bekannt sein. Daher werden für deren Untersuchung die unterschiedlichsten Messmethoden angewendet. Diese sollen es ermöglichen, die verschiedenen Schwachpunkte innerhalb und außerhalb der Bauteile zu detektieren, wodurch Ansätze für weitere Optimierungsschritte geschaffen werden. Der Einfluss auf die optischen Bauteileigenschaften wird beispielsweise mit Elektrolumineszenz (EL)- [145, 146] bzw. Photolumineszenz (PL)-Messungen [162] beurteilt, wobei hier zum einen Wert auf die Form oder die Qualität des optischen Spektrums gelegt wird und zum anderen das Spektrum während des Betriebes kontrolliert wird [70, 163, 164]. Einen weiteren Aufschluss über die optischen Eigenschaften geben P - I (optische Ausgangsleistung-Strom)-Messungen [33, 142, 147].

Die elektrischen Eigenschaften werden üblicherweise mit U - I bzw. I - U -Messungen untersucht [34, 142, 145], wobei auch Intensitäts- [165] oder Betriebsspannungsänderungen [166] mit der Zeit beobachtet werden können. Eventuelle strukturelle Änderungen können mit Hilfe von SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy)-Messungen [167, 168] analysiert werden. Dabei liegt ein Augenmerk auf der Untersuchung von Alterungseffekten, wie z. B. der möglichen Diffusion von Mg-Dotierstoffen im Betrieb [31]. Was jedoch fast alle diese Messmethoden nicht erlauben, ist der direkte und zerstörungsfreie Zugriff auf interne Bauteileigenschaften, wodurch kaum lokale Informationen erhalten werden. Da aber z. B. sogenannte *parasitäre Spannungsverluste* außerhalb des aktiven LED- bzw. LD-Bereichs zu einer Erhöhung der Leistungsaufnahme führen [24, 27], sind gerade lokale Informationen über die elektrischen Eigenschaften dringend erforderlich. Ebenfalls wären lokale Messungen für die Untersuchung von sogenannten *parasitären Strompfaden* wünschenswert [50, 169]. So könnten beispielsweise zum einen die lokale Homogenität der Schichten und zum anderen der Einfluss der einzelnen Defektstrukturen (wie z. B. die V-Defekte) auf die Dunkelströme genauer untersucht werden. Eine Möglichkeit lokale Informationen über interne, elektrische Eigenschaften zu erhalten, ist der Einsatz der Rasterkraftmikroskopie (Abb.1.14).

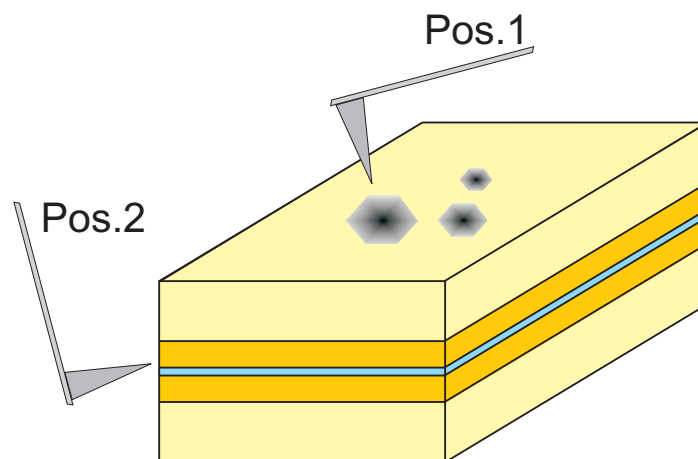


Abbildung 1.14: Schematische Darstellung der verschiedenen Positionen, an denen mit der Rasterkraftmikroskopie Untersuchungen durchgeführt werden können: Position 1 an der Oberfläche und Position 2 quer zum Schichtaufbau

Für die Untersuchungen der lokalen Austrittsarbeit und der Verteilung lokaler Potentiale hat sich beispielsweise in den letzten Jahren die Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM)

als geeignete Messmethode bewährt. Eine weitere Methode, die ihr Potential für mikroskopische Messungen unter Beweise gestellt hat, ist die Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM). Diese erlaubt es nähere Aussagen über die lokale Stromverteilung und daher auch Aussagen über die lokale Homogenität der elektrischen Leitfähigkeit zu treffen. Zusammen ermöglichen es die KPFM und die CAFM somit interne, elektrische Eigenschaften der Bauteile zerstörungsfrei an verschiedenen Positionen (z.B. an der Oberfläche (Pos. 1 in Abb. 1.14) oder quer zum Schichtaufbau (Pos. 2 in Abb. 1.14)) zu untersuchen, wobei auch Messungen während des Betriebes möglich sind. Eine detailliertere Beschreibung dieser beiden Messmethoden erfolgt im nächsten Kapitel.

Kapitel 2

Messmethoden und experimentelle Aufbauten

Für die Untersuchung der Spannung über der LD-Struktur und der elektrischen Eigenschaften der V-Defekte in GaN-LEDs sind Charakterisierungstechniken, die im Mikro- bzw. Nanometerbereich arbeiten, notwendig. Die Rasterkraftmikroskopie (RKM) ist eine der wenigen Charakterisierungsverfahren, welche mit ihren unterschiedlichen Messmethoden diese Auflösung erzielt und zudem die Möglichkeit für elektrische Messungen bietet. Zu Beginn dieses Kapitels wird daher ein kurzer Überblick über die Funktionsweise dieses Mikroskopes gegeben. Dabei werden zum einen die unterschiedlichen Topographie-Modi und zum anderen das Grundprinzip für die elektrischen Messungen eingeführt. Darauf aufbauend erfolgt die Beschreibung der genutzten Messmethoden: Die Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) und die Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM). Für das Verständnis der KPFM wird dabei das Kelvin Prinzip an Metallen erläutert und aufbauend daraus werden die Randbedingungen für die Untersuchung von Halbleitern erarbeitet. Für die Auswertung von KPFM-Messungen im Betrieb wird außerdem die sogenannte Subtraktionsmethode vorgestellt. Zudem erfolgt eine Diskussion der verwendeten experimentellen Aufbauten.

2.1 Die Rasterkraftmikroskopie

Das Rasterkraftmikroskop [55] nutzt eine mechanische Messsonde für die Untersuchung einer Probenoberfläche. Diese Messsonde (Abb. 2.1) besteht aus einer sehr feinen Messspitze, welche am Ende eines flexiblen Hebelarmes sitzt. Für die praktische Bedienbarkeit ist dieser Hebelarm an einem Trägerkörper angebracht.

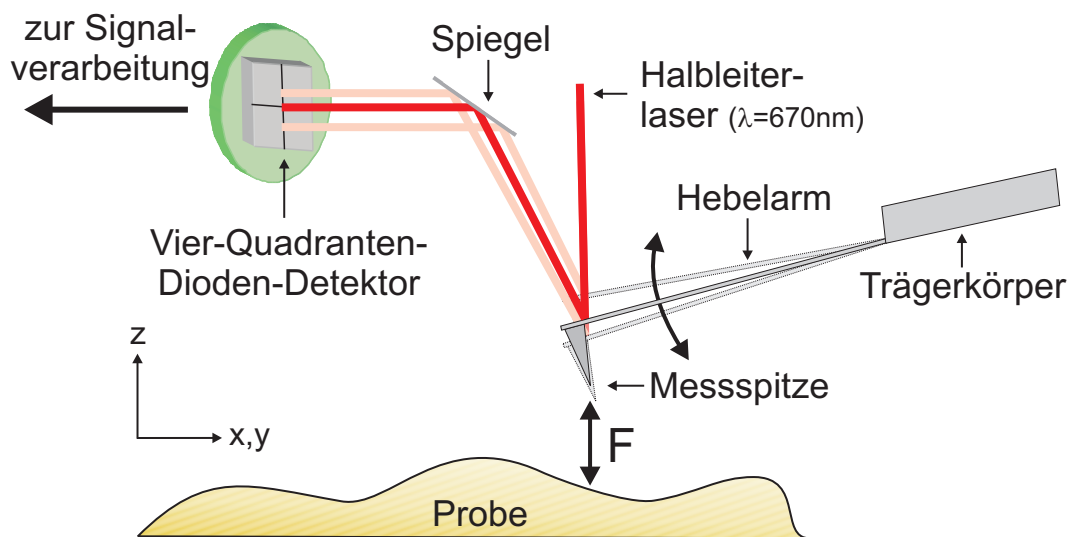


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der RKM-Messsonde, welche aus einem Trägerkörper, einem Hebelarm und einer Messspitze besteht. Zusätzlich eingezeichnet ist die prinzipielle Darstellung des Lasertriangulation-Detektionssystems.

Wird die Messspitze sehr nahe an eine Probenoberfläche herangeführt, können je nach Messprinzip unterschiedliche Kräfte wirksam werden [170, 171, 172, 173, 174]. Diese Kräfte verursachen eine Auslenkung des Hebelarmes, welche in dieser Arbeit über ein sogenanntes *Lasertriangulation-Detektionssystem* ausgelesen werden [175]. Weitere Detektionssysteme sind in der Literatur unter [176, 177, 178, 179] angegeben. Bei dem hier verwendeten Detektionssystem (Abb. 2.1) wird ein Laserstrahl auf das freie Ende des Hebelarmes, rückseitig zur Messspitze, fokussiert. Der davon reflektierte Laserstrahl trifft über einen Spiegel auf einen Vier-Quadranten-Dioden-Detektor. Durch die Verbiegung des Hebelarmes ändert sich die Position des Laserstrahles auf dem Detektor, wodurch das Detektorsignal Rückschlüsse auf die Auslenkung des Hebelarmes und damit auf die Größe der wirkenden Kraft zulässt.

Die Hauptanwendung eines RKMs ist die Analyse von Oberflächentopographien. Hierfür werden die auf die Messspitze angreifenden Nahfeldkräfte ausgewertet. Diese Kräfte bestehen aus einem repulsiven \vec{F}_r (aufgrund der Überlappung der Elektronenorbitale) und einem attraktiven Anteil \vec{F}_a (aufgrund von van-der-Waals-Kräften), welche vereinfacht über das Lennard-Jones-Modell [180] die atomare Gesamtkraft \vec{F}_{res} ergeben. Abhängig vom Abstand z zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche ergibt sich für diese Kraft der in Abbildung 2.2 dargestellte prinzipielle Verlauf.

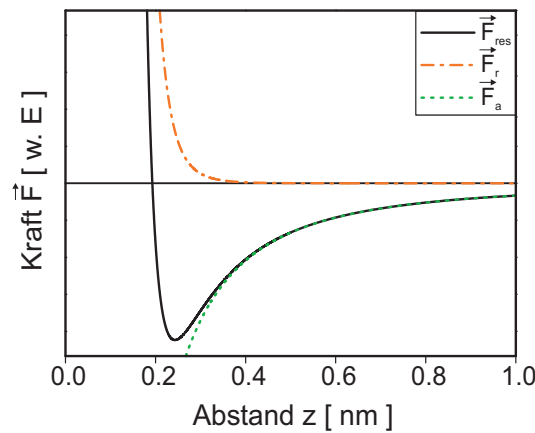


Abbildung 2.2: Verlauf der repulsiven (orange Strich-Punkt Kurve) und attraktiven (gepunktete, grüne Kurve) Nahfeldkräfte und die Überlagerung beider Kräfte (durchgezogene, schwarze Kurve) in Abhängigkeit des Abstandes z zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche nach dem eindimensionalen Lennard-Jones Modell [180]

Der Nulldurchgang im Bereich von $z < 0.2$ nm zeigt ein Kräftegleichgewicht zwischen den abstoßenden und anziehenden Kräften. Wird die Messspitze in diesen Bereich gebracht, kommt es physikalisch gesehen zu einem mechanischen Kontakt ($z = z_0$). Dieser Arbeitspunkt wird im sogenannten *Kontaktmodus* zur Abrasterung der Probentopographie genutzt. Bei der Rasterung über die Probe führt hierbei eine abfallende Topographie zu einer Zunahme des Messspitzen-Probenabstandes, wodurch die Gesamtkraft negativ wird und so die Messspitze wieder zur Oberfläche hin angezogen wird. Ähnliches geschieht wenn eine Erhöhung in der Topographie auftritt. Hierbei führt der verkleinerte Abstand zu einer positiven Gesamtkraft, welche dafür sorgt, dass die Messspitze wieder in den Arbeitspunkt gedrückt wird. Da bei dieser Methode bei großen Topographieänderungen der 'Kontakt' zwischen der Spitze und der Probe verloren gehen kann, wird ein zusätzlicher

Topographieregler eingesetzt. Bei dieser Art von Messung wird der Abstand der Messspitze zur Probenoberfläche z_0 konstant gehalten, indem jede Hebelarmauslenkung durch den Regler ausgeregelt wird. In diesem Fall steckt die Information der Topographie nicht im Detektorsignal, sondern in der Stellgröße des Reglers. Das Prinzip des Kontaktmodus ist in der Abbildung 2.3 dargestellt.

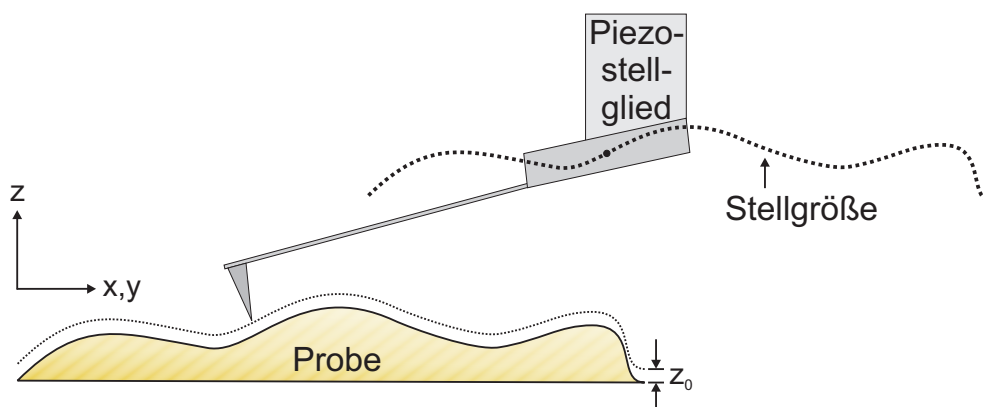


Abbildung 2.3: Prinzip des Kontaktmodus mit aktiver Topographieregelung

Dieser Modus erlaubt eine stabile und schnelle Untersuchung der Probentopographie und kann z. B. bei der CAFM (Kap. 2.3) für elektrische Strommessungen eingesetzt werden. Jedoch kann die mechanische Belastung durch die Messspitze während einer Kontaktmessung bei kleinen oder sehr empfindlichen Strukturen zu deren Zerstörung führen. Zudem kann aufgrund des geringen Abstandes zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche neben den atomaren Kräften nur noch schwer weitere Kraftwechselwirkungen detektiert werden. Daher sollte in diesen Fällen eher eine kontaktlose und damit belastungsfreie Methode zum Einsatz kommen.

Bei dieser Methode handelt es sich um den sogenannten *Nicht-Kontaktmodus*. Wie aus dem Namen bereits hervor geht, werden dabei die Messungen ohne mechanischen Kontakt zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche durchgeführt. Die Messspitze und der Hebelarm werden dabei zusammen als schwingungsfähiges System betrachtet, welches durch eine äußere, periodische Kraft eines Schwingungspiezokristalls eine erzwungene Schwingung $z(t)$ mit der Amplitude \hat{z} (typischerweise im Bereich von 10-20 nm) ausführt. Die prinzipielle Darstellung des Nicht-Kontaktmodus ist in Abbildung 2.4 zu finden.

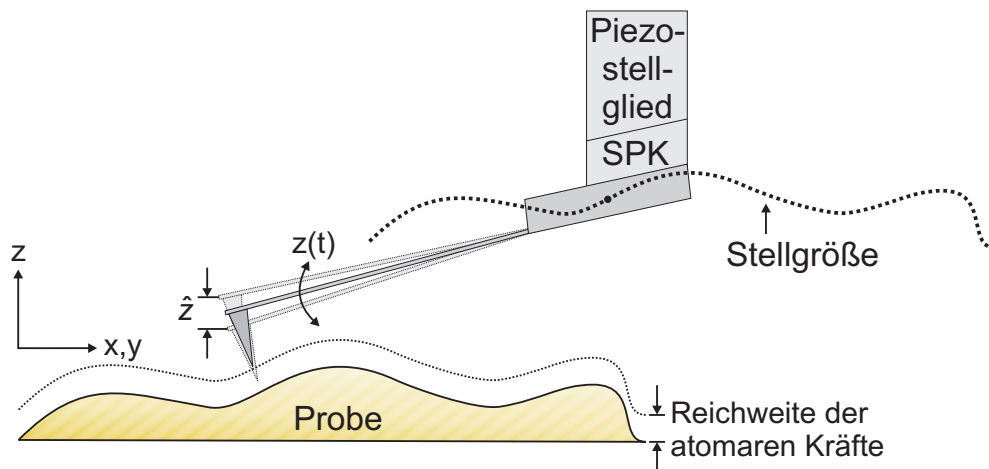


Abbildung 2.4: Prinzip des Nicht-Kontaktmodus mit aktiver Topographieregelung und eingezeichnetem Schwingungspiezokristall (SPK)

Bei der Abwärtsbewegung taucht die Messspitze kurzzeitig in den Bereich der atomaren Kräfte der Probe ein (unterster Umkehrpunkt der Messspitze liegt typischerweise im Bereich von $z \approx 0.25$ nm (Abb. 2.2)), wodurch die ausgeführte Schwingung beeinflusst wird. Abhängig von unterschiedlichen Randbedingungen (z. B. Luft oder Vakuum) ist es nun möglich die Frequenzverschiebung (wird im Allgemeinen nur im Vakuum verwendet) [181] oder die Amplituden- bzw. Phasenänderung zu messen. Da die Regelung auf die Amplitude stabiler agiert als auf die Phase und dadurch die Probe schneller abgerastert werden kann, wurde in dieser Arbeit nur die Regelung auf eine konstante Amplitude verwendet. Aus diesem Grund soll im Folgenden nur auf diesen sogenannten *Amplitudenmodus* eingegangen werden. Bei diesem Modus wird die Schwingungsamplitude \hat{z} des Hebelarmes bei der Anregung mit einer konstanten Anregungsfrequenz gemessen. Zur Steigerung der Empfindlichkeit wird dazu die Resonanzfrequenz ω_0 des Hebelarmes benutzt. Da in der Nähe der Probenoberfläche die Schwingungsamplitude beeinflusst wird, kann bei der Einstellung des Arbeitspunktes auf eine konstante Amplitudenänderung geregelt werden, was gleichzeitig zu einem konstanten, mittleren Abstand zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche führt (typischerweise im Bereich von 10-20 nm). Ähnlich wie beim Kontaktmodus wird nun dieser Abstand bei der Messung konstant gehalten, indem jede Amplitudenänderung durch das Probenprofil ausgeregelt wird. Die Information über die gesamte Proben topographie ist somit wieder in der Stellgröße enthalten. Der Vorteil dieser kontaktlosen Messmethode gegenüber der Messung im Kontaktmodus liegt darin,

dass es keinen direkten mechanischen Kontakt zwischen der Messspitze und der Probe gibt, wodurch zum einen empfindliche Strukturen zerstörungsfrei untersucht und zum anderen belastungsfrei elektrische Messungen durchgeführt werden können. Für eine grundlegendere bzw. ausführlichere Beschreibung der RKM-Messprinzipien sei auf die Lehrbücher [182, 183] verwiesen.

Neben den oben besprochenen atomaren Kräften, welche größtenteils nur im Nahfeld spürbar sind, treten auch Kräfte durch andere Ursachen, wie z. B. eine äußere Spannung oder ein anliegendes Magnetfeld, auf. Diese Kräfte können über das Nahfeld hinaus in das sogenannte *Fernfeld* reichen. Eine dieser Kräfte ist die Coulombkraft, welche aufgrund von elektrischen Feldern zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche auftritt und die Basis für die KPFM (Kap. 2.2) darstellt. Gemessen werden kann diese Kraft mit Hilfe der elektrischen Rasterkraftmikroskopie [174]. In der Literatur gibt es verschiedene Modelle, die den Zusammenhang zwischen der Coulombkraft und der elektrischen Spannung U (Spannung zwischen der Messspitze und der Probe) beschreiben [184, 185, 186, 187]. Das am häufigsten genutzte und mathematisch einfachste Modell ist das sogenannte *Plattenkondensatormodell* [188]. Aus diesem ergibt sich vereinfacht für die elektrische Kraft \vec{F}_{el} folgende Gleichung

$$\vec{F}_{el} = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \cdot U^2 \cdot \vec{e}_z \quad (2.1)$$

Das negative Vorzeichen steht physikalisch gesehen für eine Kraft, die in negative z-Richtung wirkt. Für die Messspitze bedeutet dies, dass sie in diesem Fall zur Probenoberfläche hin angezogen wird. Die partielle Ableitung der Kapazität $\partial C / \partial z$ ist abhängig von der Messsondengeometrie (Hebelarm und Messspitze), der relativen Lage der Messsonde zur Probe und dem Abstand der Messspitze zur Probenoberfläche. Durch unterschiedliche Studien [189, 190, 191] wurde gezeigt, dass der Einfluss von $\partial C / \partial z$ bei den elektrostatischen Messungen nicht zu vernachlässigen ist. Eine genaue Berechnung dieses Einflusses ist jedoch sehr schwierig, da diese immer auf die spezielle Messsonden-Proben-Anordnung angepasst werden müsste [182, 192, 193, 194, 195, 196]. Für die Minimierung dieses Einflusses sollte daher der Messspitzen-Proben-Abstand so gering wie möglich gehalten werden [187, 197], da so der Einfluss des Hebelarmes vernachlässigt werden kann und dadurch der größte Einfluss auf die Messung nur durch das Messspitzenende verur-

sacht wird [194, 198, 199, 200].

Bei der Untersuchung von Halbleiterstrukturen muss für $\partial C/\partial z$ in der Gleichung 2.1 die Summe aus dem Geometrie-abhängigen Kapazitätsanteil und einer von der Struktur-abhängigen Oberflächenkapazität berücksichtigt werden. Dieser Kapazitätsanteil entsteht aufgrund von lokalisierten und delokalisierten Oberflächenladungen. Als Folge dieser Ladungen bilden sich Raumladungszonen aus, welche an der Halbleiteroberfläche in einer Energiebandverbiegung resultieren [201]. Die dadurch entstehende Potentialdifferenz innerhalb des Halbleiters führt zu einer zusätzlichen Oberflächenspannung, welche in Verbindung mit den Oberflächenladungen einen direkten Einfluss auf die Oberflächenkapazität hat. Eine detailliertere Beschreibung dieser Zusammenhänge ist unter anderem zu finden in [202, 203, 204].

2.2 Kelvin Probe Force Microscopy

Eine Messmethode der elektrischen Rasterkraftmikroskopie für die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften einer Struktur ist die sogenannte *Kelvin Probe Force Microscopy* (KPFM). Mit dieser Methode ist es beispielsweise möglich, Aussagen über die Austrittsarbeit einer unbekannten Probe zu treffen [205]. Die Austrittsarbeit ist für jedes Material und für die verschiedenen Kristallrichtungen eine charakteristische Größe und ist laut Definition die Energiedifferenz zwischen dem Vakuumniveau und dem Fermi-niveau [201]. Bei Metallen entspricht diese Differenz genau der Energie, die ein Elektron benötigt um aus dem Festkörper ins Vakuum zu gelangen [206]. Bei nicht-entarteten Halbleitern liegt das Fermi-niveau innerhalb der Bandlücke, wodurch die Austrittsarbeit unter anderem auch von der Art und der Höhe der Dotierung abhängt. Eine zusätzliche Abhängigkeit ergibt sich durch eine Kontamination der Materialoberfläche. Dieses kann zu einer Bandverbiegung an der Oberfläche führen, wodurch sich ein Unterschied zwischen der Austrittsarbeit an der Oberfläche und der Austrittsarbeit des Volumenmaterials ergeben kann (Kap. 2.2.2).

Zum besseren Verständnis der KPFM werden zu Beginn dieses Kapitels deren Grundlagen mit Hilfe der makroskopischen Kelvinmethode [205] eingeführt. Hierbei wird das generelle Prinzip dieser Methode anhand von Metallen erläutert. Aufbauend darauf werden die Unterschiede und die Besonderheiten bei der Untersuchung von Halbleitern vorgestellt. Am Schluss dieses Kapitels wird das Prinzip der makroskopischen Kelvinmethode in die KPFM überführt und der resultierende Aufbau vorgestellt.

2.2.1 Kelvin Prinzip für Metalle

Mit der Kelvinmethode kann die Kontaktpotentialdifferenz (Contact Potential Difference (CPD)) zwischen zwei unterschiedlichen Materialien gemessen werden. Diese bestimmt sich aus der Differenz $\Delta\phi$ der beiden Austrittsarbeiten ϕ_1 und ϕ_2 [201].

$$U_{CPD} = -\frac{1}{e}(\phi_1 - \phi_2) = \frac{1}{e}\Delta\phi \quad (2.2)$$

Ist die Austrittsarbeit eines Materials bekannt, ist es somit möglich die Austrittsarbeit eines unbekannten Materials zu bestimmen. Die Funktionsweise dieser Messung soll nun anhand der Abbildung 2.5 näher beschrieben werden.

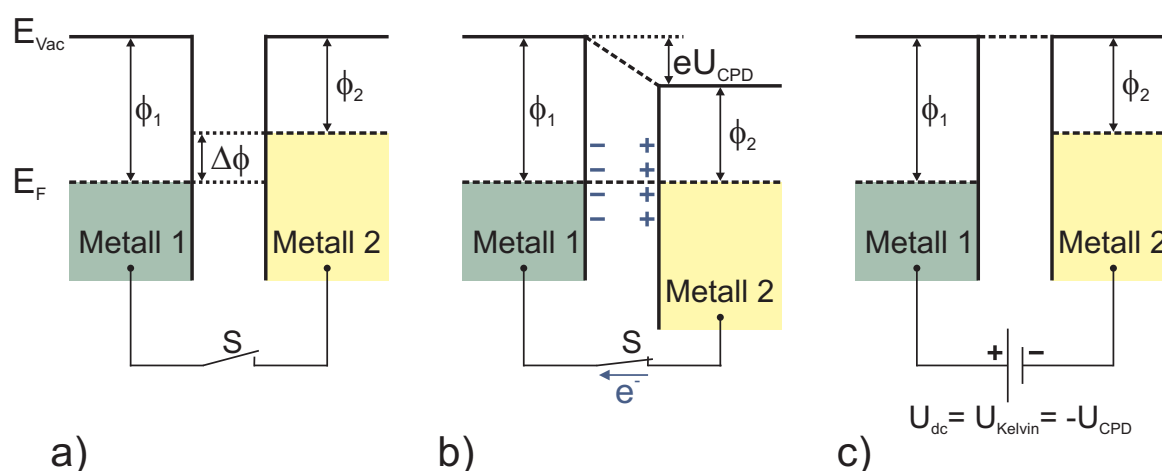


Abbildung 2.5: Prinzipielle Funktionsweise der Kelvinmethode am Beispiel von zwei Metallen mit den unterschiedlichen Austrittsarbeiten ϕ_1 und ϕ_2 : (a) Ohne Kontakt, (b) nach externem, elektrischem Kontakt und (c) nach Anlegen der Gleichspannung $U_{\text{dc}} = U_{\text{Kelvin}}$ zur Kompensation der Austrittsarbeitsdifferenz $\Delta\phi$

Die Abbildung 2.5a zeigt zwei Metalle (Metall 1 und Metall 2) mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten (ϕ_1 und ϕ_2), welche nicht elektrisch kontaktiert sind (symbolisiert durch den offenen Schalter S). In diesem Zustand sind definitionsgemäß die Vakuumniveaus E_{Vac} energetisch auf einer Höhe und aufgrund der Austrittsarbeitsdifferenz $\Delta\phi$ die Fermi-niveaus E_F unterschiedlich hoch. Werden diese beiden Metalle in elektrischen Kontakt (durch Schließen des Schalters S) gebracht (Abb. 2.5b), gleichen sich die Fermi-niveaus aufgrund eines Diffusionsprozesses an. Bei diesem Prozess fließen Elektronen vom Metall mit der kleineren Austrittsarbeit (Metall 2) zum Metall mit der größeren Austrittsarbeit (Metall 1). Die aufgrund dieser Ladungsverschiebung auftretende Kontaktspannung wirkt dem Diffusionsprozess entgegen. Im thermodynamischen Gleichgewicht kommen beide Prozesse zum Erliegen. In diesem Zustand entspricht die Kontaktspannung der Kontaktpotentialdifferenz U_{CPD} und die Fermi-niveaus befinden sich energetisch auf einer Höhe (Abb. 2.5b). Aufgrund der dann unterschiedlichen Ladungen auf den Metallen entspricht diese Anordnung einem Kondensator. Im Spalt zwischen den Metallen bildet sich durch den Ladungsunterschied ein elektrisches Feld aus, welches eine elektrische Kraft zur Folge hat. Diese Kraft wird für das Messprinzip der KPFM in Kapitel 2.2.4 ausgenutzt. Zur Kompensation des elektrischen Feldes wird an der Stelle des Schalters S eine Gleichspannungsquelle mit der Spannung U_{dc} , welche der Kontaktspannung entgegen-

wirkt, eingesetzt. Bei vollständiger Kompensation von U_{CPD} verschwindet das elektrische Feld zwischen den beiden Metallen (somit auch die elektrische Kraft) und die angelegte Spannung wird Kelvin Spannung U_{Kelvin} genannt.

Bei der ursprünglichen, makroskopischen Kelvinmethode wird die Kapazität zwischen der metallischen Referenzsonde und der Probe durch eine mechanische Abstandsänderung moduliert [205, 207]. Durch die Modulation mit einer periodischen Schwingung entstehen Verschiebestrome, die durch das Einregeln einer Gleichspannung auf die Kontaktpotentialdifferenz minimiert werden. Ebenfalls wird hierdurch der Spalt zwischen den beiden 'Kondensatorplatten' feldfrei. Diese Methode ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung von Potentialen im mV-Bereich. Da es sich jedoch um eine Mittelung über der makroskopischen Oberfläche handelt, liefert sie keine Informationen über den lateralen Potentialverlauf. Eine Verkleinerung der Platten würde zu einer Reduzierung der Verschiebestrome führen, wodurch hier Grenzen für die Minimierung gesetzt sind. Einen Ausweg liefert die Kombination mit einem Rasterkraftmikroskop, worauf in Kapitel 2.2.4 eingegangen wird.

2.2.2 Kelvin Prinzip für Halbleiter

Die Oberfläche von Halbleitern verhält sich aufgrund von äußeren Einflüssen anders als die Oberfläche von Metallen [203, 204]. Aufgrund von z. B. nicht-abgesättigten Bindungen, Oxidschichten oder Adsorbaten können an der Halbleiteroberfläche im Bezug zum Volumenmaterial andere Energiezustände in der Bandlücke auftreten. Im Allgemeinen können diese Zustände als lokalisierte Oberflächenzustände beschrieben werden. In Verbindung mit nicht-lokalisierten Ladungen aus der Nähe der Oberfläche bildet sich eine Bandverbiegung (positiv oder negativ) vom Halbleiterinneren zur Halbleiteroberfläche aus [201].

Die Einflüsse der Halbleiter-Bandstruktur und der Oberflächenbandverbiegung auf die Untersuchung von Halbleitern mit der Kelvinmethode soll nun anhand der Abbildung 2.6 erläutert werden [202]. Diese Darstellung zeigt auf der linken Seite einen n-dotierten Halbleiter (Index $i=n$), auf der rechten Seite einen p-dotierten Halbleiter (Index $i=p$) und in der Mitte als Referenzsonde ein Metall mit der Austrittsarbeit ϕ_{Metall} (Index $i=\text{Metall}$). Das detaillierte Kelvin Prinzip wurde bereits an den Metallen beschrieben (Abb. 2.5), weswegen hier nur noch auf den Kompensationsfall eingegangen wird. Da für GaN-Strukturen die Oberfläche durch die oben angesprochenen lokalisierten

Oberflächenzustände typischerweise an Ladungsträgern verarmt ist [208, 209], wurde für die Betrachtung in der Abbildung 2.6 eine Verarmung der n-dotierten und der p-dotierten Halbleiteroberfläche angenommen. Resultierend daraus ergibt sich für den n-dotierten Halbleiter eine positive Bandverbiegung und für den p-dotierten Halbleiter eine negative Bandverbiegung. Aus diesem Grund unterscheiden sich die Austrittsarbeiten der Oberflächen $\phi_{n,O}$ und $\phi_{p,O}$ um die Bandverbiegung $\Delta\phi_n$ bzw. $\Delta\phi_p$ von den Austrittsarbeiten der Volumenmaterialien ϕ_n and ϕ_p . Die Austrittsarbeit wird auch hier analog zu den Metallen als Differenz zwischen dem Vakuumniveau $E_{\text{Vac},i}$ und dem Fermi-niveau $E_{F,i}$ definiert.

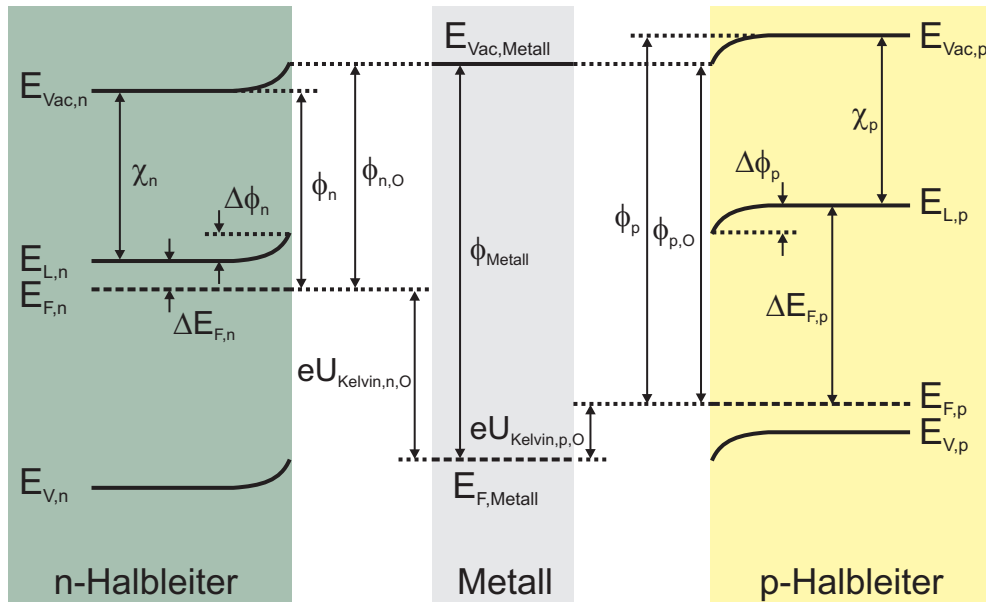


Abbildung 2.6: Prinzipielles Verhalten eines n-dotierten (links) und eines p-dotierten Halbleiters (rechts) in Bezug zu einer metallischen Referenzsonde (mittig) bei der Kelvinmethode nach der Kompensation des elektrischen Feldes. Aufgrund einer Oberflächenbandverbiegung $\Delta\phi_i$ kommt es zu einem Unterschied zwischen der Austrittsarbeit im Halbleiterinneren ϕ_i und an der Halbleiteroberfläche $\phi_{i,O}$ und somit zu einer Änderung der Kelvin Spannung.

Für die Austrittsarbeit der Oberfläche ergibt sich folgender Zusammenhang [210, 211]

$$\phi_{i,O} = \underbrace{\chi_i + \Delta E_{F,i}}_{= \phi_i} + \Delta\phi_i \quad i : n, p \quad (2.3)$$

Hierbei ist χ_i die Elektronenaffinität und $\Delta E_{F,i}$ die Energiedifferenz zwischen der Leitungsbandunterkante $E_{L,i}$ und dem Fermi-niveau $E_{F,i}$. Die Oberflächenbandverbiegung $\Delta\phi_i$ kann abhängig von ihrer Richtung positive bzw. negative Werte annehmen.

Wie bereits bei den Metallen besprochen, kann durch das Anlegen der Kelvin Spannung U_{Kelvin} auch bei den Halbleitern die Kontaktpotentialdifferenz U_{CPD} kompensiert werden. Somit hängt nach Gleichung 2.2 die Kelvin Spannung von der Austrittsarbeitdifferenz und daher unter anderem von der Höhe der Dotierung und der Bandverbiegung ab. In der Literatur wurde hierzu gezeigt, dass mit sinkender Dotierung die Oberflächenbandverbiegung an der Oberfläche zunimmt [212]. Als Resultat daraus müssen bei nicht-entarteten Halbleitern die Oberflächenpotentiale für die Auswertung der Kelvinmethode berücksichtigt werden. Es ergibt sich für die Kelvin Spannungen $U_{\text{Kelvin},n,O}$ und $U_{\text{Kelvin},p,O}$ der Zusammenhang aus der Gleichung 2.4.

$$U_{\text{Kelvin},i,O} = -U_{\text{CPD}} = \frac{1}{e}(\phi_{\text{Metall}} - \phi_{i,O}) \quad i : n, p \quad (2.4)$$

Werden nun die Überlegungen zum p- und n-dotierten Halbleiter zusammengefügt, ergibt sich für die Untersuchung eines pn-Überganges mit der Kelvinmethode, dass dessen Diffusionsspannung nur an der Oberfläche ($U_{D,O}$) bestimmt werden kann. Diese unterscheidet sich jedoch bei nicht-entarteten Halbleitern von der Diffusionsspannung des Volumenmaterials U_D [212, 213]. Zur Verdeutlichung dieses Einflusses ist in der Abbildung 2.7 der Verlauf der Kelvin Spannung quer zu einem pn-Übergang dargestellt. In dieser Darstellung entspricht die Diffusionsspannung $U_{D,O}$ (gestrichelte, lila Kurve) der Potentialdifferenz $\Delta\phi_{pn,O}$ zwischen der Austrittsarbeit der p-dotierten Oberfläche $\phi_{p,O}$ und der Austrittsarbeit der n-dotierten Oberfläche $\phi_{n,O}$ dividiert durch die Elementarladung e . Die durchgezogene, schwarze Linie zeigt den Verlauf der Kelvin Spannung $U_{\text{Kelvin}}(x)$ für einen pn-Übergang des Volumenmaterials (keine Bandverbiegung) mit der theoretisch erwarteten Diffusionsspannung U_D .

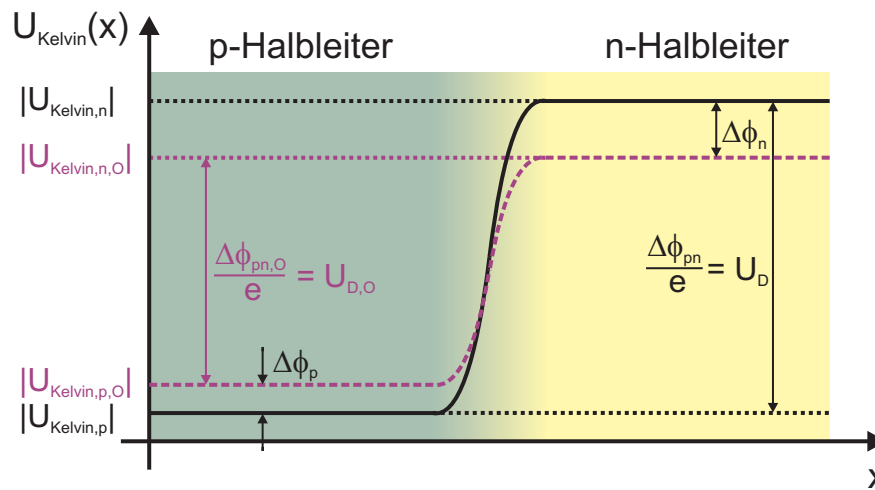


Abbildung 2.7: Kelvin Spannung quer zu einem pn-Übergang für das Volumenmaterial (durchgezogene, schwarze Kurve) und das Oberflächenmaterial (gestrichelte, lila Kurve)

2.2.3 Subtraktionsmethode zur Bestimmung von lokalen Spannungen

Die vorangegangenen Kapitel haben demonstriert, dass mit Hilfe der Kelvinmethode die Kontaktpotentialdifferenz bzw. die Austrittsarbeit von unbekannten Materialien unter definierten Randbedingungen bestimmt werden können. Neben diesem Einsatzgebiet wird die Kelvinmethode für die elektrische Untersuchung von fertigen Bauelementen im Betrieb eingesetzt [24, 214, 215]. Hierbei liegt ein großes Interesse daran mehr Informationen über die lokalen Spannungsverluste in Halbleiter-Heteroschichtsystemen zu erhalten. Dadurch wäre es möglich z. B. den komplexen Aufbau einer LED oder einer LD noch weiter zu optimieren.

Mit der von Lévêque et al. eingeführten *Subtraktionsmethode* [214] ist es indirekt möglich, aus einer Kelvin Messung die lokale Spannung zu extrahieren [24, 214, 215]. Das genaue Vorgehen bei dieser Methode soll im Folgenden mit den Prinzipbildern der Abbildung 2.8 beschrieben werden. Die Abbildung 2.8a zeigt dabei den prinzipiellen Verlauf der Kelvin Spannung $U_{\text{Kelvin}}(x)$ über einen pn-Übergang in verschiedenen Betriebszuständen. Die im Kapitel 2.2.2 angesprochenen Oberflächenbandverbiegungen ändern nichts am generellen Prinzip der Subtraktionsmethode, so dass diese hier der Einfachheit halber vernachlässigt wurden. Außerdem wurde für die Abbildungen die

typische Relation zwischen den Austrittsarbeiten von GaN und einem Metall wie z. B. Gold oder Platin zugrunde gelegt:

$$\phi_p > \phi_{Metall} > \phi_n \quad (2.5)$$

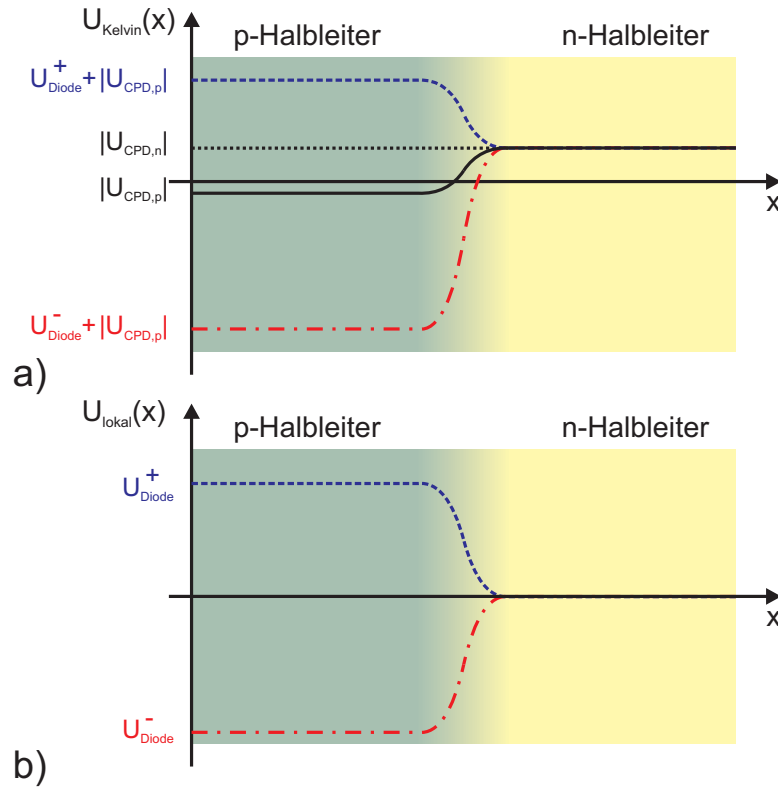


Abbildung 2.8: Nutzung der Subtraktionsmethode zur Bestimmung der lokalen Spannung an einem pn-Übergang: (a) Verlauf der Kelvin Spannung $U_{Kelvin}(x)$ im Betrieb (ohne angelegte Spannung (durchgezogene, schwarze Kurve), in Durchlassrichtung (gestrichelte, blaue Kurve) und in Sperrrichtung (rote Strich-Punkt-Kurve)) und (b) Verlauf der lokalen Spannung $U_{lokal}(x)$ nach Anwendung der Subtraktionsmethode

Der unter den gemachten Voraussetzungen zu erwartende Verlauf der Kelvin Spannung eines spannungslosen pn-Überganges ($U_{Diode}=0$ V) ist bereits in der Abbildung 2.7 gezeigt worden. Ebenfalls ist dieser in der Abbildung 2.8a als durchgezogene, schwarze Kurve wiederzufinden. Aus dieser Kurve kann, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, die Kontaktpotentialdifferenz zwischen der Messspitze und dem lokalen Probenort abgelesen werden.

Hierbei stellen $|U_{CPD,p}|$ und $|U_{CPD,n}|$ die Potentialdifferenzen im Bereich des p-dotierten und des n-dotierten Halbleiters mit Abstand zur pn-Grenzschicht dar. Wird nun an diesen pn-Übergang eine externe Betriebsspannung U_{Diode} gelegt, verändert sich die gemessene, lokale Kelvin Spannung $U_{Kelvin}(x)$ um die zusätzliche lokale Spannung $U_{lokal}(x)$.

$$U_{Kelvin}(x) = -U_{CPD}(x) + U_{lokal}(x) \quad (2.6)$$

Mit der Voraussetzung, dass der n-dotierte Halbleiter als Bezugspotential für die externe Betriebsspannung und für die Kompensationsspannung bzw. die Kelvin Spannung dient, verschiebt sich lediglich die gemessene Kelvin Spannung im p-Gebiet relativ zu dem Potential im n-Gebiet um den Betrag $U_{lokal}(x)$. Dieser Zusammenhang ist in der Abbildung 2.8a skizziert. Hierbei zeigt die gestrichelte, blaue Kurve den Verlauf in Durchlassrichtung (U_{Diode}^+) und die rote Strich-Punkt-Kurve den Verlauf in Sperrrichtung (U_{Diode}^-). In genügend großem Abstand zur pn-Grenzschicht ergibt sich somit im p-Gebiet $U_{Kelvin,p} = U_{Diode}^{\pm} + |U_{CPD,p}|$ und im n-Gebiet $U_{Kelvin,n} = |U_{CPD,n}|$. Abhängig von der Höhe und dem Vorzeichen der Betriebsspannung erhöht ($U_{Diode} > 0$) bzw. erniedrigt ($U_{Diode} < 0$) sich somit die gemessene Kelvin Spannung im p-Gebiet.

Mit der Annahme, dass U_{CPD} keine Variation in Abhängigkeit der Betriebsspannung zeigt (d. h. es tritt beispielsweise keine Änderung der Oberflächenbandverbiegung aufgrund von einer spannungsinduzierten Verarmung oder Anreicherung auf [202]), kann durch Subtraktion der ohne Betriebsspannung gemessenen Kurve (0V-Kurve, $U_{Diode} = 0$ V) von den anderen Kurven, die bei $U_{Diode} \neq 0$ V gemessen wurden, die reale, lokale Spannung $U_{lokal}(x)$ am pn-Übergang berechnet werden (Abb. 2.8b). Diese Methode ermöglicht es somit beispielsweise Halbleiterbauelemente im Betrieb zu untersuchen und dabei die lokale Spannung unabhängig von den Materialeigenschaften (z. B. Austrittsarbeit, Oberflächenbandverbiegungen) zu ermitteln.

2.2.4 Messprinzip der Kelvin Probe Force Microscopy

Eine Weiterentwicklung der makroskopischen Kelvinmethode ist ihre Adaption an ein Rasterkraftmikroskop, die Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM). Diese Methode wurde erstmals im Jahr 1991 vorgestellt [56, 216, 217], Durch die KPFM wurde eine Verbesserung der lateralen Auflösung der Kelvinmethode bis in den Nanometer-Bereich

erreicht [218, 219]. Bei der KPFM wird eine leitende RKM-Messspitze als metallische Referenzsonde für die Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz benutzt. Bei dieser mikroskopischen Methode werden nicht die makroskopischen Verschiebestrome, sondern die elektrischen Kräfte gemessen, die zwischen der untersuchten Probe und der Messspitze herrschen. Daher ist es mit dieser Methode möglich, die Oberflächentopographie und den zugehörigen lokalen Potentialverlauf zu untersuchen.

Zum einen kann dies zeitgleich durch eine Modulationstechnik geschehen oder zum anderen nacheinander mit Hilfe des sogenannten *Lift-Height-Modus*. Beim zuletzt genannten Modus wird zuerst die Topographie aufgezeichnet. Im nächsten Durchgang wird diese aufgenommene Topographie in einem bestimmten, definiertem Abstand zur Oberfläche nachgefahren, wobei dann unabhängig von der Topographie die Potentialinformation gemessen werden kann. Da der Lift-Height-Modus jedoch bei dem in dieser Arbeit genutzten Mikroskop nicht zur Verfügung stand, wurde für die durchgeführten Experimente die Modulationstechnik verwendet. Bei dieser Technik werden die Topographieinformationen und die elektrischen Signale simultan aufgezeichnet.

Damit die elektrischen Kraftwechselwirkungen und die Kraftwechselwirkungen für die Topographieaufnahme unabhängig voneinander gemessen werden können, wird hierbei zusätzlich zu der Gleichspannung U_{dc} (Kompensationsspannung) eine Wechselspannung, die sogenannte *Modulationsspannung* $\hat{U}_{mod}\sin(\omega_{mod}t)$, zwischen der Messsonde und der Probe aufmoduliert. Hierbei muss sich die Modulationsfrequenz ω_{mod} von der Hebelarmresonanzfrequenz ω_0 unterscheiden, da diese bereits zur Auswertung der Topographie-Informationen genutzt wird. Die schematische Darstellung dieser Messmethode und die zwischen der Messspitze und der Probe anliegende Gesamtpotentialdifferenz U aus der Gleichung 2.7 sind in der Abbildung 2.9 gezeigt.

$$U = U_{CPD} + U_{dc} + \hat{U}_{mod} \sin(\omega_{mod}t) \quad (2.7)$$

Mit der Annahme, dass das Plattenkondensatormodell [188] diese Anordnung hinreichend beschreiben kann, ergibt sich durch Einsetzen der Gesamtpotentialdifferenz in die Gleichung 2.1 für die elektrische Kraft \vec{F}_{el}

$$\vec{F}_{el} = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \cdot (U_{CPD} + U_{dc} + \hat{U}_{mod} \sin(\omega_{mod}t))^2 \cdot \vec{e}_z \quad (2.8)$$

Das Minuszeichen in dieser Gleichung zeigt an, dass die Kraft anziehend auf den Hebelarm wirkt.

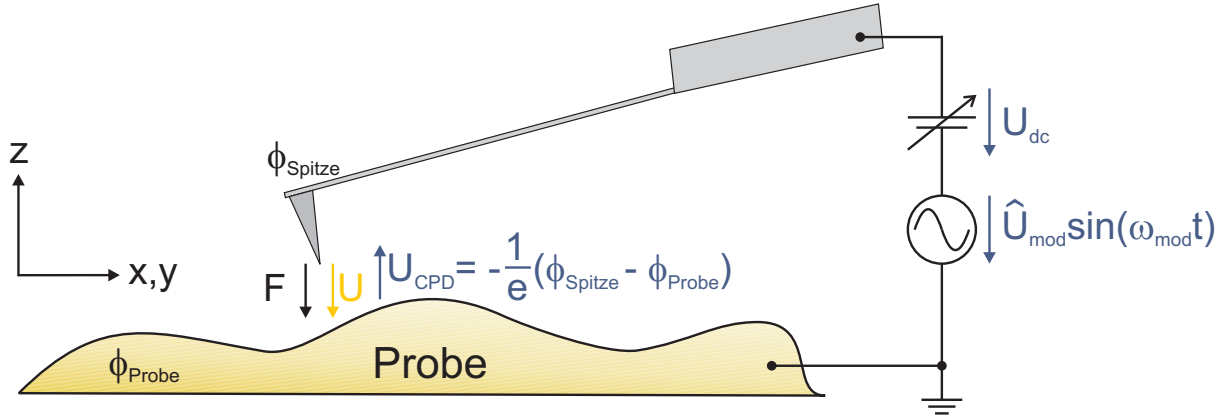


Abbildung 2.9: Schematischer Zusammenhang der einzelnen bei der KPFM angelegten Spannungen: U : Gesamtpotentialdifferenz zwischen der Messspitze und der Probe, U_{CPD} : Kontaktpotentialdifferenz, U_{dc} : Kompensationsspannung, $\hat{U}_{mod} \sin(\omega_{mod} t)$: Modulationsspannung

Wird die Gleichung für die elektrische Kraft (Gl. 2.8) in ihre Spektralkomponenten aufgeteilt, ergibt sich ein frequenzunabhängiger Anteil $\vec{F}_{el,=}$, ein Anteil bei der 1. Harmonischen $\vec{F}_{el,\omega_{mod}}$ und ein Anteil bei der 2. Harmonischen der Modulationsfrequenz $\vec{F}_{el,2\omega_{mod}}$.

$$\vec{F}_{el,=} = -\frac{\partial C}{\partial z} \cdot \left\{ \frac{1}{2} (U_{CPD} + U_{dc})^2 + \frac{1}{4} \hat{U}_{mod}^2 \right\} \cdot \vec{e}_z \quad (2.9)$$

$$\vec{F}_{el,\omega_{mod}} = -\frac{\partial C}{\partial z} \cdot (U_{CPD} + U_{dc}) \hat{U}_{mod} \sin(\omega_{mod} t) \cdot \vec{e}_z \quad (2.10)$$

$$\vec{F}_{el,2\omega_{mod}} = +\frac{\partial C}{\partial z} \cdot \frac{1}{4} \hat{U}_{mod}^2 \cos(2\omega_{mod} t) \cdot \vec{e}_z \quad (2.11)$$

Zur Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz U_{CPD} wird das Messsignal (Auslenkung der Messspitze), welches von der 1. Harmonischen der elektrischen Kraft $\vec{F}_{el,\omega_{mod}}$ (Gl. 2.10) abhängt, mittels eines Lock-In-Verstärkers bei der Frequenz ω_{mod} ausgewertet. Durch Variation von U_{dc} kann dann ein Nullabgleich dieses Signals, somit von $\vec{F}_{el,\omega_{mod}}$, erreicht werden, wodurch die Information von U_{CPD} zur Verfügung steht.

$$\begin{aligned}
\vec{F}_{el, \omega_{mod}} &\stackrel{!}{=} 0 \quad \Leftrightarrow \quad (U_{CPD} + U_{dc}) = 0 \\
\Rightarrow \quad U_{dc} &= -U_{CPD} = \frac{1}{e}(\phi_{Spitze} - \phi_{Probe}) = U_{Kelvin}
\end{aligned} \tag{2.12}$$

In dieser Gleichung sind ϕ_{Spitze} und ϕ_{Probe} die Austrittsarbeiten der Messspitze und der lokalen Probenoberfläche (Abb. 2.9) [220]. Auch hier wird, wie im Kapitel 2.2.1, die eingestellte Gleichspannung U_{dc} im Kompensationsfall Kelvin Spannung U_{Kelvin} genannt.

Während die 1. Harmonische im Kompensationsfall verschwindet, ist der frequenzunabhängige Anteil der elektrischen Kraft $\vec{F}_{el,=}$ proportional zu \hat{U}_{mod}^2 (Gl. 2.9). Dies kann eine zusätzliche Kraft auf den Hebelarm verursachen, welche sich dann in einer permanenten Verschiebung der Frequenz äußert und so zu einem Fehler in der Höhen- bzw. Topographiedetektion führen kann. Jedoch wurde in der Literatur gezeigt, dass bei der richtigen Wahl der Modulationsamplitude \hat{U}_{mod} dieser Einfluss vernachlässigt werden kann [221]. Die 2. Harmonische ist bei einer konstanten Modulationsamplitude nur noch abhängig vom Kapazitätsgradienten $\partial C / \partial z$ (Gl. 2.11) und konnte daher bereits erfolgreich zur Kapazitätsspektroskopie bei $2\omega_{mod}$ eingesetzt werden [174]. Dieser Einsatz sollte eine Charakterisierung der Spitzen-Proben-Geometrie ermöglichen [222].

Für die Untersuchung von Bauelementen im Betrieb muss die Gesamtpotentialdifferenz U um die lokale Spannung $U_{lokal}(x)$ additiv erweitert werden. Hierbei wird für die externe Betriebsspannung und die Modulationsspannung definitionsgemäß dasselbe Massepotential gewählt, so dass $U_{lokal}(x)$ als negativer Anteil in der Gleichung 2.7 berücksichtigt werden muss. Mit dieser Voraussetzung führt der Nullabgleich der elektrischen Kraft zu dem Zusammenhang aus Gleichung 2.6, wodurch auch bei der KPFM Informationen über das Material (U_{CPD}) und einer möglichen lokalen Spannung ($U_{lokal}(x)$) gewonnen werden können.

Für die Auswertung der erwähnten, elektrischen Signale gibt es zwei gängige Messprinzipien. Zum einen wird die Frequenzmodulations-Detektion eingesetzt, mit welcher nicht direkt die elektrische Kraft, sondern der elektrische Kraftgradient bestimmt werden kann. Dadurch kann eine hohe laterale Auflösung erzielt werden [223, 224]. Ein Nachteil ist die hohe Empfindlichkeit bezüglich der genutzten Frequenz, wodurch die Rastergeschwindigkeit stark eingeschränkt ist. Daher wird größtenteils, wie auch in dieser Arbeit, die Amplitudenmodulations-Detektion eingesetzt [225, 226]. Ein großer Vorteil gegenüber

der Frequenzmodulations-Detektion besonders bei der Untersuchung von Halbleitern ist die hohe Sensitivität bereits bei einer geringen Wechselspannungsamplitude (Modulationsamplitude) [227]. Dies liegt daran, dass bei diesem Detektionsprinzip die elektrische Kraft direkt über die Amplitude der Hebelarmschwingung bei einer 'frei-wählbaren' Frequenz detektiert wird.

Für die simultane Aufnahme der Topographieinformation und der lokalen Kontaktpotentialdifferenz bieten sich für die Wahl dieser Modulationsfrequenz ω_{mod} im Allgemeinen zwei Möglichkeiten an. Bei der ersten Methode liegt ω_{mod} unterhalb der Resonanzfrequenz des Hebelarmes ω_0 , aber oberhalb der Abschnidefrequenz des Topographiereglers [228, 229, 230]. Somit ist es möglich, die 1. und die 2. Harmonische der elektrischen Kraft mit der gleichen Empfindlichkeit zu messen. Darüberhinaus kann ein Lock-In-Verstärker mit einer eher geringen Grenzfrequenz (hier: $\omega_{\text{Grenze}} \approx 102$ kHz; DSP-Lock-In SR 830 von Stanford Research Systems Inc. [231]) verwendet werden. Bei der zweiten Möglichkeit wird ω_{mod} auf die zweite Resonanzfrequenz des Hebelarmes eingestellt, wodurch eine Steigerung der Sensitivität erreicht werden kann [222, 232, 233]. Jedoch ist zum einen diese Resonanzfrequenz nicht immer für die Messung optimal ausgeprägt und zum anderen liegt diese Frequenz im Bereich von mehreren 100 kHz, so dass die Auswertung messtechnisch aufwändiger ist als bei der ersten Methode. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit die erste Methode verwendet.

2.2.5 Messaufbau der Kelvin Probe Force Microscopy

Für die KPFM-Messungen wurde in der Dissertation von K. D. Katzer ein kommerzielles Nicht-Kontakt RKM-Explorer-System der Firma TopoMetrix [234] mit einer Kelvin-Force-Regeleinheit erweitert [202]. Diese Regeleinheit basiert im Wesentlichen auf einem selbstgebauten Kelvin Regler und einem Modulator. Den genauen technischen Aufbau und die exakte Beschreibung der einzelnen Funktionen sind in [202] zu finden. Zudem wurde der Messaufbau mit einer Stickstoffkammer ausgerüstet. Die Stickstoffzufuhr führt durch eine Reduzierung der Luftfeuchtigkeit zu einer Unterdrückung der Wasserfilmbildung auf der Probenoberfläche und sorgt zusätzlich in der gesamten Kammer für eine stabile Umgebungsbedingung während der Messungen.

Bei der Durchführung der KPFM-Messungen ist darauf zu achten, dass definitionsgemäß die untersuchte Probe und die Kelvin Force-Regeleinheit einen gemeinsamen

Masseanschluss besitzen. Dadurch können unerwünschte elektrische Schwingungen und Potential-Offsets reduziert werden. Für die Untersuchung von Bauteilen im Betrieb wurde der KPFM-Aufbau um eine externe Spannungs- bzw. Stromquelle erweitert. Auch bei dieser Erweiterung wurde darauf geachtet, dass die Masseanschlüsse des Bauteiles, der Regeleinheit und der Quelle zusammengeschaltet sind.

Neben der Kelvin-Force-Regeleinheit hat die benutzte Messsonde einen großen Einfluss auf die Messergebnisse. Aufbauend auf den Vorarbeiten und Ergebnissen aus [202] wurde für die in dieser Arbeit durchgeführten KPFM-Messungen der Sondentyp *ElectriMulti75* der Firma BudgetSensors [235] verwendet (Abb. 2.10).

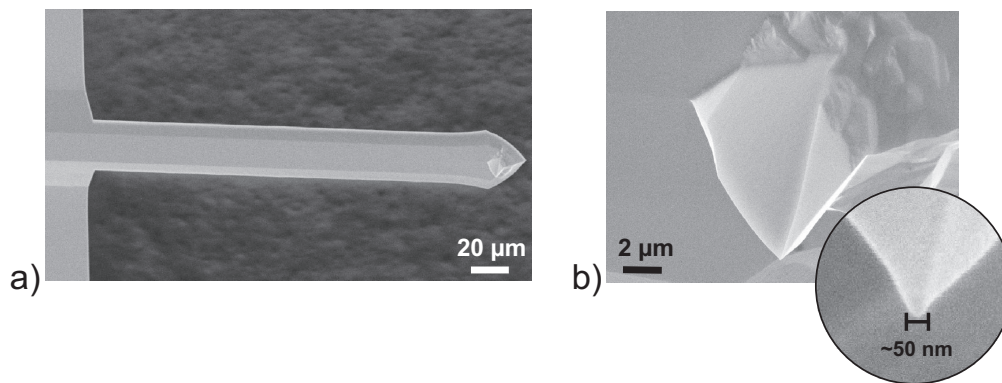


Abbildung 2.10: Raster Elektronen Mikroskopie (REM)-Aufnahmen der *ElectriMulti75* Messsonde

Bei diesem Typ handelt es sich um eine einkristalline Silizium Messsonde, die zur Erhöhung der Leitfähigkeit eine Metallbeschichtung aus 5 nm Chrom und 25 nm Platin besitzt. Die wichtigsten Kenndaten für die KPFM-Experimente sind zum einen der geringe Spitzenradius von $r_{\text{Spitze}} < 25$ nm (siehe Vergrößerung in Abb. 2.10b), wodurch eine hohe laterale Ortsauflösung erreicht werden kann, und zum anderen die Resonanzfrequenz von $f_0 = 75 \text{ kHz} \pm 15 \text{ kHz}$. Diese Frequenz erlaubt eine stabile Anregung im Nicht-Kontaktmodus und die Wahl einer geringen Modulationsfrequenz (Kelvin Regler ist für geringe Modulationsfrequenzen optimiert). Die Resonanzfrequenz ist gekoppelt an die Federkonstante, welche im Bereich von $1 \text{ Nm}^{-1} < D < 7 \text{ Nm}^{-1}$ liegt. Dadurch ist es möglich eine geringe Modulationsamplitude für die KPFM-Messungen zu wählen.

2.3 Conductive Atomic Force Microscopy

Zur Optimierung von Halbleiterbauelementen ist es sehr interessant neben der Kenntnis über die lokale Spannung, Informationen über die lokale Stromverteilung von einzelnen Schichten bzw. lokale Strompfade in kompletten Schichtsystemen zu erhalten. Eine Methode, die sich hierfür in den letzten Jahren herauskristallisiert hat, ist die sogenannte *Conductive Atomic Force Microscopy* (CAFM) [236]. Diese Messmethode basiert ebenfalls auf einem Rasterkraftmikroskop, wobei dieses jedoch im Gegensatz zur KPFM im Kontaktmodus betrieben wird.

2.3.1 Messprinzip der Conductive Atomic Force Microscopy

Während einer CAFM-Messung wird die Messsonde als miniaturisierte Messnadel über die Probe geführt. Mit Hilfe einer externen, steuerbaren Spannungsquelle wird dabei an die Messsonde eine variable Spannung U_{CAFM} gelegt. Zeitgleich mit der Aufnahme der Oberflächentopographie durch den Topographieregler kann mit einem Amperemeter zusätzlich der lokale Stromfluss I_{Lokal} gemessen werden [59, 63, 128, 236, 237, 238, 239]. Die Höhe des Stromes ist abhängig von den Einzelwiderständen (Verdrahtung, Anschluss-, Kontakt-, Probenwiderstand,...) des gesamten Stromkreises. Da jedoch während einer Messung außer dem Probenort keine Änderungen im Stromkreis auftreten sollten, kann vorausgesetzt werden, dass der Gesamtwiderstand während einer Messung nur von den Gegebenheiten der Probe abhängt. Infolgedessen kann aus einer CAFM-Messung eine Zuordnung zwischen der lokalen Leitfähigkeit und dem lokalen Probenort gemacht werden. Der prinzipielle Aufbau der CAFM ist in Abbildung 2.11 dargestellt.

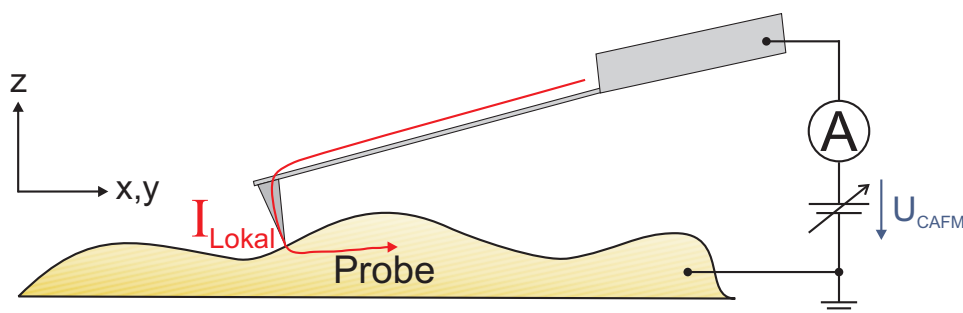


Abbildung 2.11: Prinzipieller Aufbau der Conductive Atomic Force Microscopy

Für einen optimalen, elektrischen Kontakt zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche wird eine relativ große Aufdruckkraft im Bereich von einigen μN benötigt [202, 240, 241], wodurch eine Messspitze mit einer besonders harten Oberfläche verwendet werden muss. Durch diese harte Oberfläche soll vermieden werden, dass ein mechanischer Abrieb der Spitzenbeschichtung während der Messung auftritt. Zudem sollte die gesamte Messsonde eine hohe Leitfähigkeit aufweisen, damit auch kleinste Ströme gemessen werden können.

2.3.2 Messaufbau der Conductive Atomic Force Microscopy

Für die CAFM-Messungen wurde ein kommerzielles RKM-System mit einer CAFM-Messeinheit erweitert [202]. Diese Einheit besteht aus einer externen Spannungsquelle (SourceMeter 2601A von Keithley Instruments GmbH [242]) und einem Amperemeter (Picoamperemeter 6487/E von Keithley Instruments GmbH [242]). Für die Messungen wurde der Pluspol der Spannungsquelle in Reihe mit dem Amperemeter an die Messsonde gelegt. Der Minuspol diente als Masseanschluss für die zu untersuchende Probe. Da das Augenmerk bei den durchgeführten Messungen im Kapitel 4 auf der Untersuchung der Stromverteilung über der Oberfläche lag, wurde die Rastergeschwindigkeit auf die endliche Reaktionszeit des Amperemeters angepasst [63].

Einen weiteren wichtigen Bestandteil des CAFM-Aufbaus stellt die verwendete Messsonde dar. Zwar wird bei diesen Messungen wie auch bei den KPFM-Messungen eine leitfähige Messsonde benötigt, jedoch hat sich gezeigt, dass eine Metallbeschichtung beim mechanischen Kontakt der Messspitze mit der Probenoberfläche nicht lange erhalten bleibt [243]. Diese Zeit verkürzt sich drastisch, wenn eine 2D-Messung durchgeführt wird und zudem die Probenoberfläche sehr hart ist. Da dies bei den durchgeführten CAFM-Messungen auf GaN der Fall war, ist die Wahl auf Bor-dotierte diamantbeschichtete Silizium Messsonden (Abb. 2.12) gefallen [244, 245]. Hierbei handelt es sich um den Sondentyp *CDT-NCHR* der Firma NanoWorld [246]. Bei der Herstellung wird eine typische Silizium Sonde mit einer Bor-dotierten polykristallinen Diamantschicht bedampft. Durch die relativ große Korngröße des Diamantstaubes (einige 10 nm) ergibt sich eine etwa 100 nm dicke homogene Schicht. Aus diesem Grund ist der Spitzenradius im Vergleich zum Typ *ElectriMulti75* viel größer und liegt im Bereich von ca. 100-200 nm. Zudem hat die Oberflächenrauigkeit auf ca. 10 nm zugenommen, was auch gut in der Abbildung 2.12b kennbar

ist. Durch die hohe Dotierung mit Bor wird aus dem eigentlichen Isolator ein guter elektrischer Leiter mit einem spezifischen Widerstand im Bereich von $3 \cdot 10^{-3}$ - $5 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ und einer Austrittsarbeit von $\phi_{\text{Spitze,Diamant}}=5.5 \text{ eV}$ [247]. Ein weiterer Vorteil dieses Messsondentyps liegt bei der hohen Federkonstanten von $D \approx 42 \text{ Nm}^{-1}$. Hiermit kann eine hohe Aufdruckkraft auf die Probenoberfläche ausgeübt werden, was zu einem guten elektrischen Kontakt zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche führt [245].

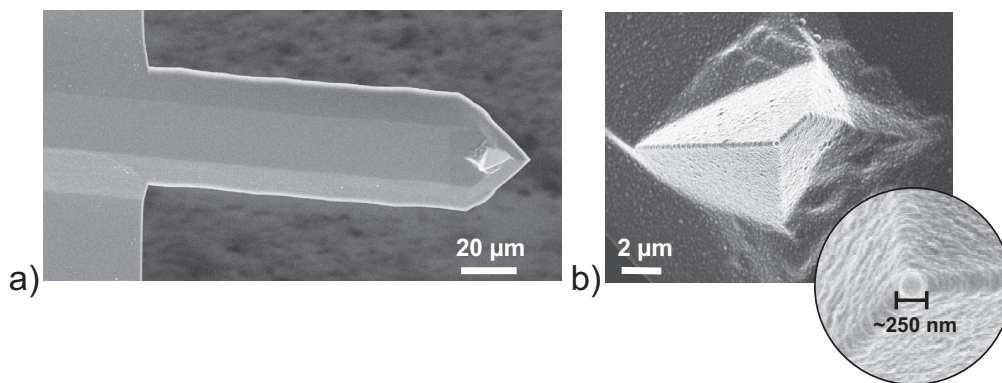


Abbildung 2.12: REM-Aufnahmen der CDT-NCHR Messsonde

Die geringe Kontaktfläche zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche führt bereits bei einem geringen Strom zu einer hohen Stromdichte, wodurch die Messspitze und auch die Probe aufgrund der hohen thermischen Erwärmung zerstört werden kann [248]. Daher wurde der Strom bei allen Experimenten in dieser Arbeit normalerweise auf $I_{\text{max}}=1 \mu\text{A}$ begrenzt. Die erzielten Auflösungsdaten des CAFM-Messaufbaus liegen bei der minimalen Stromdetektierbarkeit im Bereich von einigen pA und bei der lateralen Ortsauflösung im Bereich von einigen 10 nm, welche abhängig von der reellen Diamantkörnung ist.

Kapitel 3

Potentialmessungen an Laserdioden

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die durchgeführten lokalen Potentialmessungen an den Laserdioden (LD) geben. Zu Beginn werden die Charakterisierung des KPFM-Messplatzes und die Anpassung der KPFM-Messparameter auf das GaN-Materialsystem diskutiert. Dafür wurde zum einen die Zeitauflösung des gesamten Systems bestimmt und zum anderen die optimalen Modulationsparameter ausgewählt. Als Resultat aus diesen Optimierungsschritten ergab sich eine minimale elektrische Ortsauflösung, welche an zwei charakteristischen Strukturen diskutiert wird.

Im Anschluss daran werden aufbauend auf den Grundlagen (Kap. 1) die Schichtstruktur und die Präparation der untersuchten LD-Struktur vorgestellt. Anschließend wird kurz auf die makroskopische Charakterisierung der Dioden eingegangen.

Aufgrund der erzielten Leistungsdaten konnte die KPFM eingesetzt werden, um die lokalen, elektrischen Eigenschaften der LD-Strukturen zu untersuchen. Der Schwerpunkt lag bei der Analyse des Alterungseinflusses auf das LD-Verhalten. Dieser Einfluss wird durch den Vergleich zwischen frischen und gealterten LDs diskutiert. Die dabei durchgeführten Experimente können in zwei Bereiche gegliedert werden. Im ersten Bereich wird eine frische und eine gealterte LD ohne eine extern angelegte Spannung untersucht. Durch die Anwendung der KPFM ist es möglich die Änderung des Oberflächenpotentials durch die Alterung genauer zu analysieren. Im zweiten Bereich werden die Experimente an den LDs im Betrieb durchgeführt. Hierfür wird zuerst die lokale Spannung in einer frischen Laserdiode analysiert. Anschließend werden die lokalen Eigenschaften einer frischen und einer gealterten LD im Betrieb verglichen. Eine detaillierte Diskussion der erzielten Ergebnisse erfolgt zum Schluss des Kapitels mit Hilfe von Simulationsrechnungen.

3.1 Leistungsdaten der Kelvin Probe Force Microscopy

Es hat sich gezeigt, dass die KPFM-Messparameter abhängig vom untersuchten Materialsystem sein können [221]. Daher müssen sie an das hier untersuchte GaN-Materialsystem angepasst werden. Im Folgenden wird auf diese Optimierungsschritte eingegangen und die Zeitauflösung sowie die elektrische Ortsauflösung demonstriert.

3.1.1 Zeitauflösung des Kelvin Regelkreises

Da die Rastergeschwindigkeit einen großen Einfluss auf die Stabilität einer RKM- bzw. KPFM-Messung hat, muss diese an das entsprechende Experiment angepasst werden. Zu geringe Geschwindigkeiten führen zu einer Drift der Messsonde und bei zu hohen Geschwindigkeiten können Topographieänderungen durch den Regler nicht nachgeregelt werden. Im Fall einer KPFM-Messung ist die begrenzende Zeit die Reaktionszeit des Kelvin Reglers. Eine gute Methode zur Bestimmung dieser Zeit wurde in [243] präsentiert. Bei dieser Methode wird eine Rechteckspannung $U_{\text{ext.}}$ an die Probe gelegt und mit Hilfe der Reglerantwort des Kelvin Reglers die entsprechende Zeitkonstante bestimmt. Ein typisches Ergebnis der Zeitkonstantenbestimmung zeigt die Abbildung 3.1. Es wurden dabei folgende Einstellungen vorgenommen: $\hat{U}_{\text{mod}}=1$ V mit $f_{\text{mod}}=44$ kHz und $U_{\text{ext.}}=200$ mV mit $f_{\text{ext.}}=10$ Hz.

Die Kurven in Bild (a) zeigen deutlich, dass die Kelvin Spannung (rote Kurve) die Rechteckspannung (grüne Kurve) sehr gut nachbildet. Jedoch zeigt sich beim Anstieg bzw. beim Abfall des Kelvin Signals eine vergrößerte Anstiegs- bzw. Abfallszeit im Vergleich zum Rechtecksignal. Für die Bestimmung dieser Reaktionszeit wird die Regelabweichung (blaue Kurve) aus der Vergrößerung in Abbildung 3.1b ausgewertet. Die Halbwertsbreite des Peaks bei der Zeit $t=0$ ms ergibt eine Zeitkonstante von $\tau \approx 700$ μs (Dieselbe Zeitkonstante ergibt sich auch bei der Auswertung des Peaks bei $t=50$ ms in Abb. 3.1a). Da bei 3τ theoretisch etwa 95 % des Endwertes der Sprungantwort eines Reglers erreicht wird, kann hier die Reaktionszeit für den gesamten Kelvin Regelkreis zu $\tau_{\text{Regel}} \approx 3 \cdot \tau = 2.1$ ms berechnet werden. Da diese Zeitkonstante insbesondere von den Einstellparametern des Kelvin Reglers und des Lock-In-Verstärkers und den Umgebungsbedingungen abhängt, wurde sie für den praktischen Einsatz auf 3 ms aufgerundet. Mit

Hilfe dieser Zeit kann nun für die KPFM-Messungen abhängig von der Auflösung der Aufnahme (Anzahl der Messpunkte) und vom ausgewählten Messbereich eine maximale zu verwendende Rastergeschwindigkeit bestimmt werden.

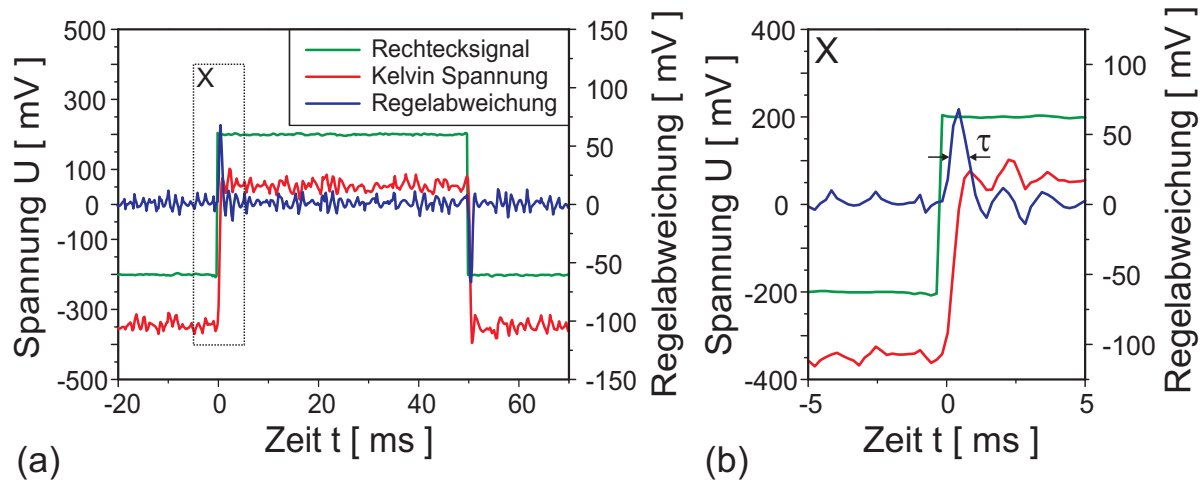


Abbildung 3.1: Bestimmung der Zeitkonstante τ des Kelvin Regelkreises nach [243]: (a) Durchgeführte Messung, wobei die grüne Kurve das externe Rechtecksignal mit einer Amplitude von $U_{\text{ext.}}=200$ mV und einer Frequenz von $f_{\text{ext.}}=10$ Hz, die rote Kurve die resultierende Kelvin Spannung und die blaue Kurve die Regelabweichung des Kelvin Reglers angibt und (b) vergrößerter Ausschnitt des in Bild (a) gepunkteten Bereiches

3.1.2 Wahl der Modulationsparameter

Neben der Rastergeschwindigkeit hat die Modulationsspannung U_{mod} einen großen Einfluss auf die KPFM-Messungen [221]. Hierbei sollte besonders die Modulationsamplitude \hat{U}_{mod} auf das zu untersuchende Materialsystem angepasst werden. Aus diesem Grund wurde eine GaN/AlGaIn Teststruktur (Prinzipbild in Abb. 3.2a) mit der KPFM untersucht [249]. Während dieser Messung wurde \hat{U}_{mod} zwischen 0.25 V und 5 V variiert. Die entsprechende 2D-Aufnahme ist in der Abbildung 3.2b zu sehen. Hierbei stellen die hellen Bereiche die GaN- und die dunklen die AlGaIn-Schichten dar. Es zeigt sich von links nach rechts eine deutliche Änderung der Kelvin Spannung aufgrund der unterschiedlichen Schichten und von oben nach unten aufgrund der Variation von \hat{U}_{mod} . Für eine genauere Untersuchung sind in der Abbildung 3.2c drei exemplarische, extrahierte Linienmessungen

der Kelvin Spannung bei $\hat{U}_{\text{mod}}=0.25$ V, 1 V und 5 V dargestellt. (Für die Auswertung wurde das 2D-Bild zuerst so gedreht, dass die Schichten senkrecht verlaufen und danach wurden jeweils die mittleren 15 Linien bei konstantem \hat{U}_{mod} ausgelesen und gemittelt.) In den Linienmessungen bei $\hat{U}_{\text{mod}}=0.25$ V und $\hat{U}_{\text{mod}}=1$ V zeigt sich eine Änderung der Kelvin Spannung in Abhängigkeit der Spitzenposition, so dass die unterschiedlichen GaN- bzw. AlGaIn-Schichten gut voneinander getrennt werden können. Bei einer Modulationsspannung höher als 2 V ist dies nicht mehr möglich, was beispielsweise die Linienmessung bei $\hat{U}_{\text{mod}}=5$ V verdeutlicht. In dieser Messung kann keine Änderung der Kelvin Spannung aufgrund der unterschiedlichen Materialien detektiert werden.

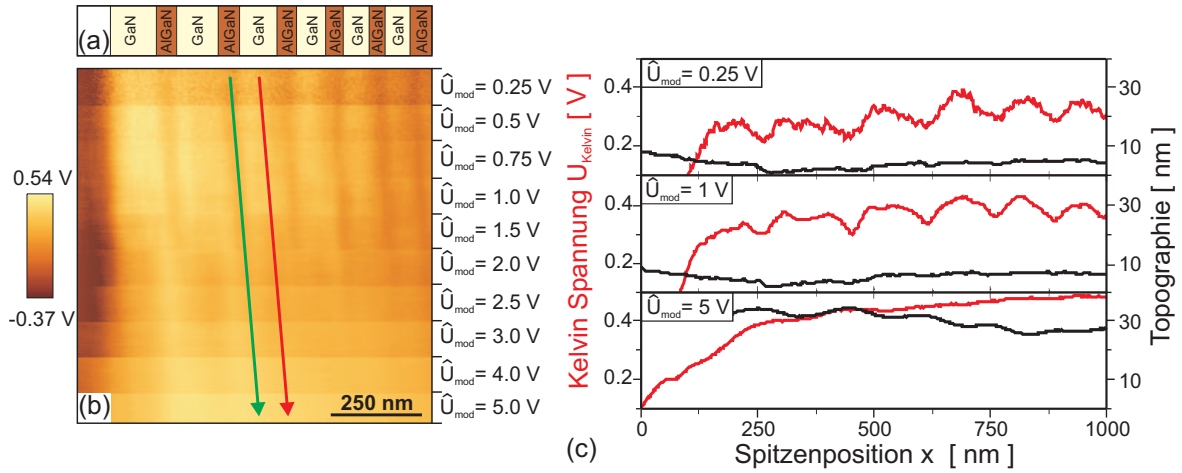


Abbildung 3.2: Untersuchung des Einflusses der Modulationsamplitude \hat{U}_{mod} auf die KPFM-Messungen an einer AlGaIn/GaN-Teststruktur: (a) Prinzipbild der GaN/AlGaIn-Struktur, (b) 2D-Aufnahme der Kelvin Spannung bei variierendem \hat{U}_{mod} (Die Pfeile markieren die Position der Auswertung aus Abbildung 3.3) und (c) extrahierte Linienmessungen der Kelvin Spannung (rote Kurve) und der Topographie (schwarze Kurve) bei $\hat{U}_{\text{mod}}=0.25$ V, 1 V und 5 V

Ebenfalls wurde eine Änderung der Topographie bei den höheren Modulationsspannungen gemessen, was auch in den Linienmessungen der Topographie in der Abbildung 3.2c zu erkennen ist. Dieser Einfluss auf die Topographiemessung während der KPFM-Messung kann mit dem Gleichanteil $\vec{F}_{\text{el},=}$ aus Gleichung 2.9 erklärt werden. Bei einer zu großen Modulationsamplitude kommt es zu einem Übersprechen auf die Resonanzfrequenz, so dass der Topographieregler die Änderungen der Oberflächentopographie nicht mehr vernünftig ausregeln kann und somit der konstante Abstand verloren geht. Dies kann dann auch der

Grund dafür sein, wieso der Kelvin Regler nicht mehr vernünftig arbeitet und falsche Kelvin Spannungswerte ausgibt.

Die Auswertungen der Kelvin Spannung für die unterschiedlichen Materialien erfolgt entlang der Pfeile der Abbildung 3.2b (Auswertung erfolgte wie bereits oben beschrieben, wobei nur die Werte auf den Pfeilen für die Graphen ausgelesen wurden.). Die resultierenden Kurven der dritten GaN-Schicht (rote Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und der zweiten AlGaIn-Schicht (grüne Kurve mit offenen Kreisen) sind in der Abbildung 3.3 dargestellt. Es ist für beide Kurven ersichtlich, dass die Kelvin Spannung zuerst ansteigt, dann wieder abfällt und ab $\hat{U}_{\text{mod}} \approx 2$ V beide wieder mit einer ähnlichen Steigung ansteigen. Dieses demonstriert nochmal den oben beschriebenen Einfluss der Modulationsspannung auf die gemessene Kelvin Spannung.

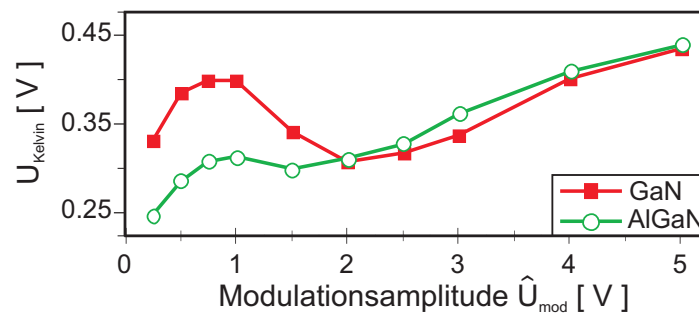


Abbildung 3.3: Auswertung der Kelvin Spannung für die dritte GaN-Schicht und die zweite AlGaIn-Schicht entlang der Pfeile aus Abbildung 3.2b in Abhängigkeit der Modulationsamplitude

Die gezeigte Abhängigkeit der Kelvin Spannung von der Modulationsamplitude und von den untersuchten Materialien stimmt sehr gut mit den Aussagen aus [202] für das GaAs/GaP-Materialsystem überein. Daher wird wie auch dort für das hier untersuchte GaN-Materialsystem für die Messungen eine kleine Modulationsamplitude gewählt. Da bei sehr kleinen Amplituden jedoch das Signal sehr verrauscht ist, was deutlich aus der Linienmessung der Kelvin Spannung bei $\hat{U}_{\text{mod}} = 0,25$ V in der Abbildung 3.2c hervor geht, wird in dieser Arbeit bei den KPFM-Messungen üblicherweise eine Modulationsamplitude von $\hat{U}_{\text{mod}} = 1$ V gewählt. Bei der Untersuchung der Modulationsfrequenz hat sich nur ein sehr geringer Einfluss auf die Kelvin Spannung ergeben, so dass diese fast frei zwischen etwa 20 kHz und 55 kHz wählbar ist [249]. Es muss lediglich darauf geachtet werden, dass die doppelte Modulationsfrequenz $2\omega_{\text{mod}}$ nicht mit der Resonanzfrequenz ω_0 zusammenfällt.

3.1.3 Elektrische Ortsauflösung

Damit Halbleiterschichten bzw. -bauelemente lokal untersucht werden können, sollte die elektrische Ortsauflösung der KPFM im Bereich der Schichtdicken liegen. Für die Bestimmung der Auflösungsgrenzen kann beispielsweise eine Methode von [250] eingesetzt werden. Bei dieser Methode wird eine Schichtenfolge aus einer periodischen Heterostruktur mit abnehmenden Schichtdicken untersucht, wobei die dabei kleinste, aufzulösende Schicht als elektrische Ortsauflösung definiert wird.

Da in dieser Arbeit nur Halbleiterstrukturen auf GaN-Basis untersucht wurden, wurde für die Bestimmung der elektrischen Ortsauflösung des KPFM-Systems eine nominell n-dotierte GaN/AlGa_N-Heterostruktur hergestellt. Bei dieser Struktur beträgt der Al-Gehalt der AlGa_N-Schichten in etwa 23 % und die Schichtdicken nehmen beginnend vom Substrat schrittweise zu. Eine schematische Darstellung dieser Struktur und die Angabe der einzelnen Schichtdicken sind in der Abbildung 3.4a gezeigt. Die Schichtdicken sind mit Hilfe der STEM-Messung aus Abbildung 3.4b ermittelt worden. Bei dieser Messung handelt es sich um eine Z-Kontrast-Aufnahme, so dass die hellen Schichten das GaN und die dunklen Schichten das AlGa_N repräsentieren.

Eine 2D-KPFM-Messung dieser Struktur ist in der Abbildung 3.4c dargestellt, wobei hier eine Modulationsspannung mit $\hat{U}_{\text{mod}}=1$ V und $f_{\text{mod}}=22$ kHz eingesetzt wurde. Auch hier zeigen die hellen Bereiche die GaN-Schichten und die dunklen Bereiche die AlGa_N-Schichten. Für eine detailliertere Auswertung ist der 2D-Messung eine Mittelung der einzelnen Linienmessungen überlagert worden. Aus dieser Mittelung ergibt sich, dass die GaN-Schichten eine konstante Kelvin Spannung von $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.54$ V haben und dass die Kelvin Spannung der AlGa_N-Schichten von $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.52$ V bei der kleinsten Schicht auf $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.44$ V bei der größten Schicht abnimmt. Diese Abnahme könnte beispielsweise mit einem variierendem Al-Gehalt in den unterschiedlichen Schichten erklärt werden [251, 252] oder durch eine Mittelung der elektrostatischen Kräfte bei geringen Schichtdicken [196, 218]. Aus dem Verlauf der Kelvin Spannung ergibt sich laut Gleichung 2.12 für die Austrittsarbeiten folgende Relation: $\phi_{\text{Spitze}} > \phi_{\text{AlGa}_N} > \phi_{\text{GaN}}$. Mit der Voraussetzung einer n-dotierten Struktur müsste jedoch theoretisch ϕ_{AlGa_N} kleiner sein als ϕ_{GaN} [74]. Erklärbar wäre die gemessene Relation beispielsweise mit n-dotierten GaN-Schichten und p-dotierten AlGa_N-Schichten, wobei jedoch eine p-Dotierung anstatt einer n-Dotierung sehr unwahrscheinlich ist. Ein anderer Denkansatz basiert auf einer unterschiedlichen

Oberflächenbandverbiegung der GaN- und AlGaIn-Schichten aufgrund von Oberflächenzuständen (Kap. 2.2.2). Die Vielzahl der Interpretationsmöglichkeiten führt hier dazu, dass auf eine weitere, qualitative Auswertung der Kelvin Spannungswerte verzichtet wird. Jedoch kann die kleinste, detektierbare Schicht aus der Linienmessung ausgelesen werden. Hierbei handelt es sich um eine 10 nm dicke AlGaIn-Schicht, die in der KPFM-Messung eine Halbwertsbreite von etwa 20 nm aufweist. Dies offenbart für das hier verwendete KPFM-Messsystem eine sehr gute elektrische Ortsauflösung, welche sogar Literaturangaben an Luft, die an einer speziellen InAlAs/InGaAs-Schichtstruktur eine Auslösung von ca. 40 nm demonstriert haben, unterbieten [253]. Etwas bessere Auflösungswerte konnten nur bei Messungen im Vakuum gezeigt werden, wo es möglich war einzelne, ca. 5 nm dicke Quantumwells aufzulösen [218].

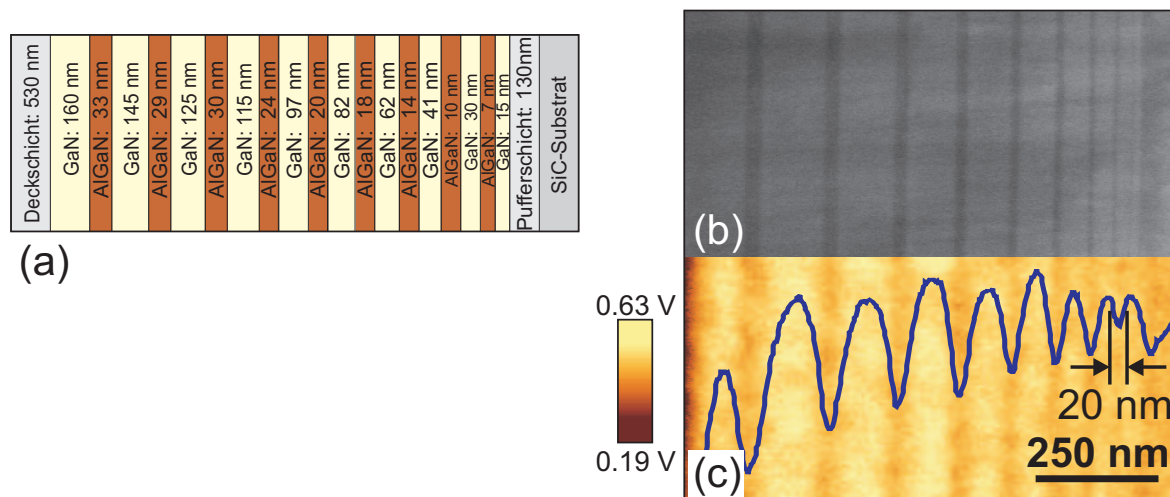


Abbildung 3.4: GaN/AlGaIn-Heterostruktur zur Bestimmung der elektrischen Ortsauflösung: (a) Schematische Schichtstruktur und Angabe der einzelnen Schichtdicken, (b) STEM-Querschnittsaufnahme der Struktur und (c) 2D-KPFM-Messung der Struktur mit einer überlagerten, gemittelten Linienmessung

Für eine Verifizierung der erreichten, elektrischen Ortsauflösung und um zusätzlich noch den Einfluss einer Dotierungsänderung zu analysieren, wurde noch eine InP/InGaAs-Schmetterlingsstruktur mit bekannten Wachstumsbedingungen untersucht. Diese Struktur wurde gitterangepasst auf ein InP-Substrat aufgebracht und hat deshalb in den InGaAs-Schichten einen In-Gehalt von 53 %. Die InP-Schichten sind nominell n-dotiert mit $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und die InGaAs-Schichten sind nominell undotiert, bis auf zwei Schich-

ten, die nominell mit $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ p-dotiert sind. Bei dieser Struktur befinden sich die dünnsten Schichten (5 nm) in der Mitte und nach außen (beidseitig) folgen die dickeren Schichten (bis zu 90 nm), was schematisch in der Abbildung 3.5a gezeigt ist. Die STEM-Messung, aus welcher die Dicken bestimmt wurden, ist in der Abbildung 3.5b dargestellt. In dieser Z-Kontrast-Aufnahme zeigen sich die InP-Schichten als helle Bereiche und die InGaAs-Schichten als dunkle Bereiche.

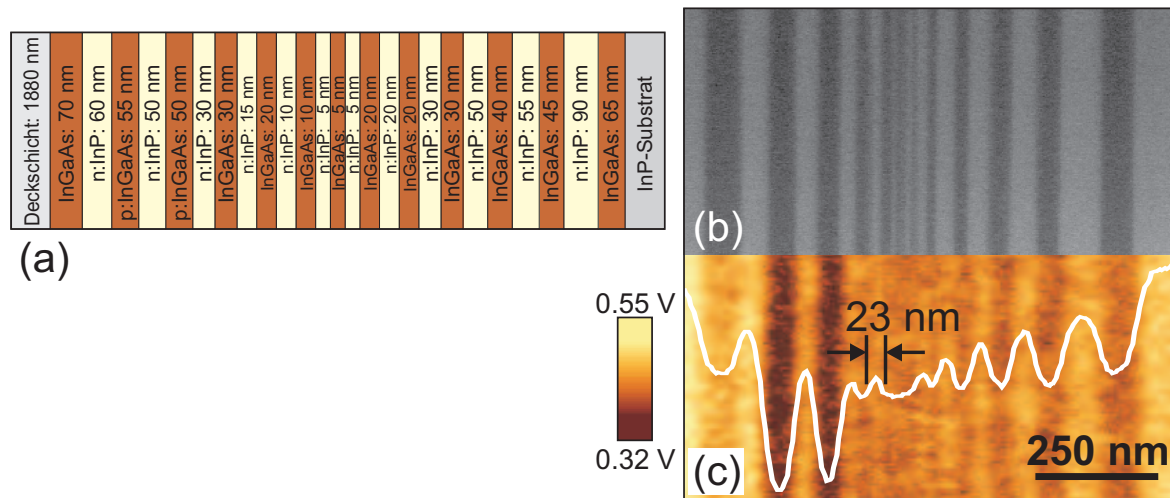


Abbildung 3.5: InP/InGaAs-Schmetterlingsstruktur zur Bestimmung der elektrischen Ortsauflösung: (a) Schematische Schichtstruktur und Angabe der einzelnen Schichtdicken, (b) STEM-Querschnittsaufnahme der Struktur und (b) 2D-KPFM-Messung der Struktur mit einer überlagerten, gemittelten Linienmessung

Die Abbildung 3.5c zeigt eine 2D-KPFM-Messung an dieser Struktur. Die hellen Bereiche zeigen wieder die InP-Schichten und die dunklen Bereiche die InGaAs-Schichten. Die beiden p-dotierten InGaAs-Schichten sind deutlich auf der linken Seite durch die sehr dunklen Bereiche erkennbar. Dieser Dotierkontrast demonstriert eindeutig die hohe Empfindlichkeit der KPFM-Messungen auch auf unterschiedliche Dotierungen. Eine genauere Auswertung der KPFM-Messung erfolgt mit Hilfe der gemittelten Linienmessung, die der 2D-Messung überlagert ist.

Bei dieser Messung zeigt sich wieder die Abnahme der Kelvin Spannungsdifferenz zwischen den InP- und InGaAs-Schichten zu den kleinsten Schichten hin, was z. B. wieder durch eine Mittelung der elektrostatischen Kräfte erklärt werden kann [196, 218]. Für eine quantitative Auswertung kann eine maximale Kelvin Spannung der InP-Schichten

von $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.47$ V ausgelesen werden, wohingegen die Kelvin Spannung der undotierten InGaAs-Schichten etwa konstant bei $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.43$ V und für die p-dotierten Schichten bei $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.37$ V liegt. Die sich hieraus ergebene Relation der Austrittsarbeiten ($\phi_{\text{p-InGaAs}} > \phi_{\text{i-InGaAs}} > \phi_{\text{n-InP}}$) stimmt mit der theoretisch erwarteten überein [254, 255]. Die Differenz der Kelvin Spannungswerte kann experimentell beim Übergang n-InP/i-InGaAs zu $\Delta U_{\text{Kelvin}} \approx 40$ mV und beim Übergang n-InP/p-InGaAs zu $\Delta U_{\text{Kelvin}} \approx 100$ mV bestimmt werden, wobei diese Werte die gemessene Kontaktpotentialdifferenz zwischen den einzelnen Materialien angeben. Theoretisch müsste jedoch der erste Übergang eine Differenz von etwa 400 mV ($E_{\text{g}}^{\text{InP}} = 1.344$ eV, $\chi^{\text{InP}} = 4.38$ eV, $E_{\text{g}}^{\text{InGaAs}} = 0.74$ eV, $\chi^{\text{InGaAs}} = 4.5$ eV [254, 255]) und der zweite Übergang eine Differenz von etwa 800 mV aufweisen. Der Unterschied könnte messtechnisch beispielsweise durch eine Potentialabschirmung aufgrund eines Wasserfilmes auf der Probe erklärt werden [256]. Der größte Einfluss auf die Messung wird jedoch höchstwahrscheinlich durch die Bandverbiegung an der Halbleiteroberfläche verursacht (Kap. 2.2.2). Mit der Annahme einer Verarmungsschicht an der Oberfläche würde theoretisch die Kontaktpotentialdifferenz zwischen den einzelnen Schichtübergängen sinken in Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Dieser Zusammenhang unterstreicht noch einmal die Aussagen aus Kapitel 2.2.2, dass eine quantitative Aussage über die Austrittsarbeiten mittels einer KPFM-Messung an Luft durch die Oberflächeneigenschaften der Halbleitermaterialien beeinflusst werden kann. Einen Ausweg könnten Messungen im Vakuum liefern, da dort Oberflächenverunreinigungen und die Wasserfilmbildung vermieden werden [253].

Neben den Werten der Kelvin Spannung kann aus der Linienmessung der Abbildung 3.5c die kleinste, detektierbare Schicht ausgelesen werden. Es handelt sich hier um eine 15 nm dicke InP-Schicht, die im Kelvin Signal eine Halbwertsbreite von etwa 23 nm aufweist. Dieses Ergebnis unterstreicht noch einmal die sehr gute elektrische Ortsauflösung des verwendeten KPFM-Messsystems.

Eine weitere wichtige Kenngröße für die KPFM-Messungen ist die minimale Spannungsauflösung. Diese wurde in [202] für das hier genutzte Messsystem mit weniger als 5 mV angegeben. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die laterale Topographieauflösung direkt mit der verwendeten Messsonde zusammenhängt, so dass diese im Bereich des Spitzenradius (einige nm) liegt.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die mit dem hier verwendeten KPFM-Messsystem erzielten Leistungsdaten (Zeitauflösung, Ortsauflösung, Spannungsauflösung)

an Luft sehr gut mit den Daten aus der Literatur übereinstimmen bzw. sie sogar übertreffen [202, 243, 253]. Da lediglich nur einzelne Quantumwells bzw. Schichten mit einer Abmessung im nm-Bereich nicht aufgelöst werden können, kann das Messsystem für die hier angestrebten Experimente eingesetzt werden. Bei der Auswertung muss jedoch beachtet werden, dass eine quantitative Aussage zur Austrittsarbeit über die einzelnen gemessenen Werte nur schwer möglich ist.

3.2 Aufbau der untersuchten GaN-Laserdioden

Bei den hier untersuchten LD-Strukturen handelt es sich um GaN-Ridgelaser. Aufgrund des verwendeten SiC-Substrates können die beiden Laserfacetten durch einfaches Brechen entlang der kristallographischen $\{1\bar{1}00\}$ -Ebene hergestellt werden [149]. Mit diesem Prozess ergeben sich für die Oberflächen der Facetten Rauigkeiten von unter 1 nm [26]. Beide Facetten dienen dem optischen Resonator als Spiegel, dadurch hat dieser bei den hier untersuchten Proben eine Länge von ca. 600 μm . Auf die Reflexions- bzw. Passivierungsschicht auf den Facetten wurde bei den hier untersuchten Proben verzichtet, da es nur so möglich ist, die Oberfläche der LDs mit der KPFM zu untersuchen. Neben der Möglichkeit des einfachen Brechens ermöglicht das SiC-Substrat durch seine gute elektrische Leitfähigkeit einen vertikalen Stromfluss, wodurch der n-Kontakt (eine Titan/Aluminium/Titan/Platin/Gold-Verbindung) auf dessen Rückseite angebracht werden kann.

Für die Reduzierung der Gitterfehlانpassung wird zwischen dem SiC-Substrat und den Epitaxieschichten eine etwa 300 nm dicke AlGaIn-Pufferschicht eingefügt. Der aktive Bereich der LD besteht bei diesen Proben aus einem MQW mit drei InGaIn-Quantumwells, die eine Dicke von ca. 5 nm und einen In-Gehalt von ca. 10 % haben, und jeweils zwei etwa 10 nm dicke GaN-Barrieren. Die beiden Wellenleiter bzw. Mantelschichten bestehen aus dotiertem GaN bzw. AlGaIn. Die p-Dotierung wird mit Magnesium realisiert und die n-Dotierung mit Silizium. Die Elektronenbarriere besteht aus einer dünnen p-dotierten AlGaIn-Schicht und die hochdotierte Kontaktschicht auf der p-Seite aus GaN. Den Abschluss bildet der p-Kontakt aus einer Titan/Platin/Gold-Verbindung. Der gesamte Schichtaufbau ist in der Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. In dieser Abbildung ist neben der Materialkomposition und der Funktion der einzelnen Schichten auch die nominelle Schichtdicke mit angegeben. Aus den einzelnen Dicken ergibt sich eine nominelle Gesamtschichtdicke der LD-Struktur von ca. 1.88 μm .

Die einzelnen LDs wurden auf einen elektrisch isolierenden Wärmespreizer aus SiC oder CVD-Diamant gelötet, welcher dann p-side-up auf einem sogenannten *C-Mount* montiert wurde. Der C-Mount besteht aus einem Gold-beschichteten Kupferträger, welcher in der Abbildung 3.7a gezeigt ist. Die elektrische Kontaktierung der Proben erfolgte mit der Hilfe von Bonddrähten und einer Lötflamme, welche in den Abbildungen 3.7a und b zu erkennen sind. In der Abbildung 3.7c ist eine typische REM-Aufnahme eines Lasersteges

einer untersuchten LD abgebildet. Der Lasersteg hat hierbei eine Breite von ca. $2\ \mu\text{m}$. Der helle Bereich im oberen Teil dieses Bildes zeigt das Gold des p-Kontaktes. Hingegen stellt der schwarz schimmernde Bereich in der Mitte des Bildes das isolierende SiO_2 dar, welches den p-Kontakt und den Halbleiter (unterer Teil des Bildes) voneinander abgrenzt.

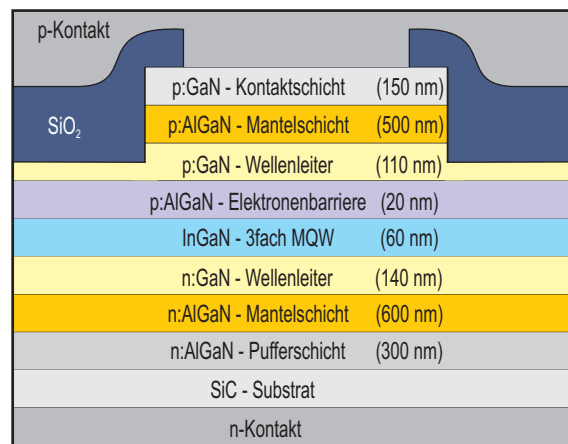


Abbildung 3.6: Prinzipieller Schichtaufbau der untersuchten Laserdiodenstruktur mit der Angabe der Materialkomposition, der Schichtfunktion und der nominellen Schichtdicke

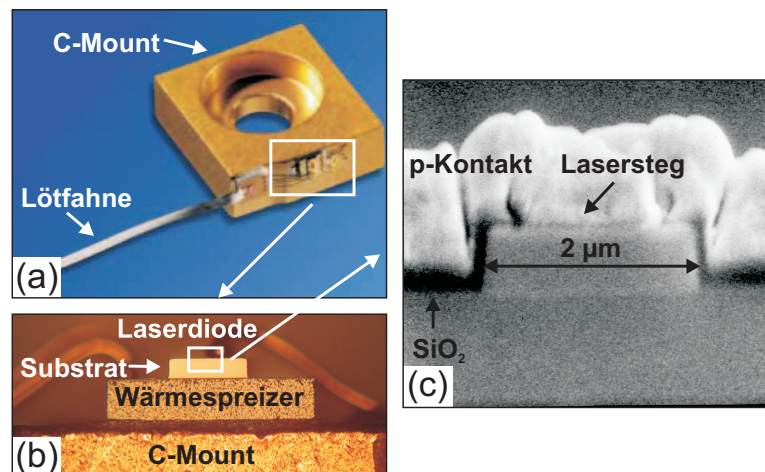


Abbildung 3.7: Aufbau und Montage der Laserdioden: (a) Laserdiode montiert auf einem C-Mount, (b) lichtmikroskopische Aufnahme der Laserdiode und (c) REM-Aufnahme eines $2\ \mu\text{m}$ breiten Lasersteges

Vor Beginn jeder KPFM-Messung wurde eine makroskopische I - U -Charakteristik der zu untersuchenden Probe aufgenommen, so dass ein einwandfreier elektrischer Betrieb sichergestellt werden konnte. Eine typische I - U -Kennlinie einer frischen LD zeigt die blaue Kurve mit den ausgefüllten Quadraten in der Abbildung 3.8. Es zeigt sich hier, dass der Strom ab einer Spannung von $U_{\text{Diode}} \approx 3$ V stark ansteigt.

Für die Alterungsexperimente wurde eine frische LD mit einem Strom von $I_{\text{Diode}} = 100$ mA für eine Stunde bei Raumtemperatur künstlich gealtert. Wie auch bei allen Messungen befand sich hierbei die Probe in der Stickstoffkammer. Eine resultierende I - U -Kennlinie zeigt die rote Kurve mit den offenen Kreisen in der Abbildung 3.8 (Der Inset in der Abb. 3.8 zeigt die beiden I - U -Kurven mit einer logarithmischen Stromachse.). Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Kennlinien erkennbar, was auf eine Beeinträchtigung des elektrischen Verhaltens durch die Alterungsprozedur hinweist.

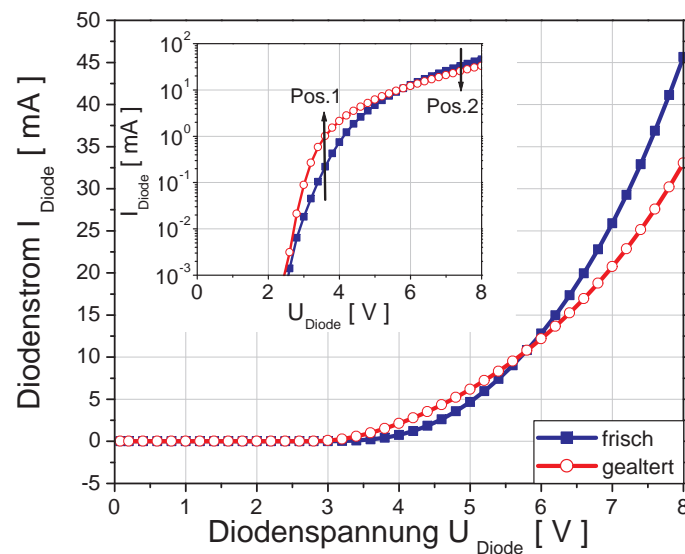


Abbildung 3.8: Strom-Spannungs-Charakteristik der frischen (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und der gealterten Laserdiode (rote Kurve mit offenen Kreisen)

Im Niederspannungsbereich (Pos. 1 im Inset der Abb. 3.8) zeigt sich eine Zunahme des Generation-Rekombinations-Stromes. Als Grund hierfür wird z. B. der Anstieg von nicht-strahlenden Rekombinationszentren im Bereich der aktiven Zone vorgeschlagen [26]. Ei-

ne andere mögliche Erklärung ist ein Anstieg der Ladungsträgerdichte aufgrund von Mg-Reaktivierung oder dem Zerfall von Mg-H-Komplexen [257]. Bei höheren Spannungen (Pos. 2 im Inset der Abb. 3.8) wird bei der gealterten LD im Vergleich mit der frischen LD nur noch ein geringerer Strom gemessen. Dieses Verhalten kann z. B. durch einen erhöhten, parasitären Serienwiderstand innerhalb der Struktur erklärt werden. In der Literatur wird dies unter anderem mit einer Alterung des p-Kontaktes in Verbindung gebracht [257].

3.3 Potentialmessungen an der Laserfacette

Für die KPFM-Messungen an einer frischen und danach gealterten LD wurden immer dieselben Messsonden verwendet, so dass ein besserer und eindeutiger Vergleich der elektrischen Messungen möglich ist. Eine exemplarische Topographie-Aufnahme des LD-Querschnitts bzw. der Laserfacette ist in der Abbildung 3.9 dargestellt. Diese zeigt den Bereich des Lasersteges, welcher auch in der REM-Aufnahme in Abbildung 3.7c zu sehen ist. Im oberen Teil des Bildes ist der p-Kontakt und im unteren Teil der Halbleiter zu erkennen. In der Mitte kann deutlich der 2 μm breite Steg, welcher durch die gepunktete Linie markiert ist, ausgemacht werden. Da für die Herstellung des Steges bis auf den p-GaN-Wellenleiter heruntergeätzt wurde, befindet sich die Position des MQWs knapp unterhalb dieser geätzten Oberfläche (Vergleich mit Abb. 3.6). Durch die Tatsache, dass bei der KPFM die Topographie und das Kelvin Signal simultan aufgezeichnet werden, kann eine eindeutige Zuordnung zwischen der Position des Lasersteges und der gemessenen Kelvin Spannung erreicht werden.

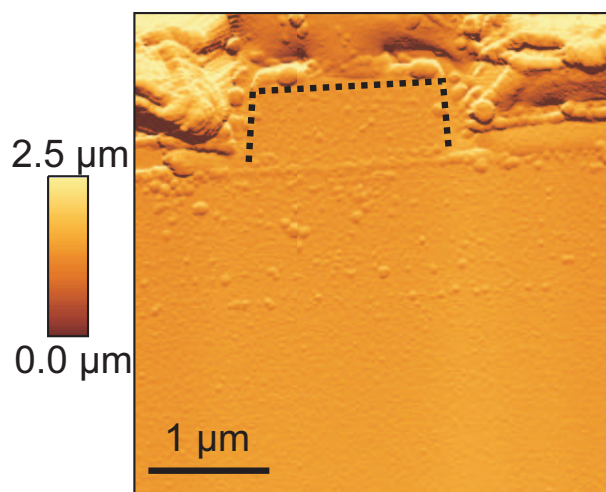


Abbildung 3.9: 2D-Topographieaufnahme der gespaltenen Laserfacette aus Abbildung 3.7c, wobei die gepunktete Linie die Position des Lasersteges markiert

Das Oberflächenpotential einer frischen LD im Bereich der oben gezeigten Topographie ist in Abbildung 3.10a dargestellt. Während dieser Messung lag keine externe Spannung ($U_{\text{Diode}}=0\text{ V}$) an der LD an. Wie auch bei der Topographieaufnahme kennzeichnet in diesem Bild die gepunktete Linie die Position des Lasersteges. Das dunkle Feld in diesem

Bereich steht hier für eine negative Kelvin Spannung und spiegelt somit das Oberflächenpotential des p-dotierten Gebietes wieder. Aufgrund der negativen Kelvin Spannung ergibt sich hierfür mit der Gleichung 2.12, dass die Austrittsarbeit der p-dotierten Schichten größer sein muss als die Austrittsarbeit der genutzten Messspitze. Diese Relation wurde auch theoretisch aufgrund von $\phi_{\text{Spitze,Platin}}=5.65 \text{ eV}$ [258] und $\phi_{\text{p-GaN}}\approx 6.5 \text{ eV}$ [74] erwartet. Der Bereich des p-Kontaktes erscheint in dieser Messung etwas heller als der p-dotierte GaN-Bereich und steht für eine leicht positive Kelvin Spannung. Auch dieser Zusammenhang stimmt qualitativ mit der Austrittsarbeit von Gold ($\phi_{\text{Gold}}=5.26 \text{ eV}$ [258]) überein. Der ganz helle Bereich im unteren Teil des Bildes steht für eine noch positivere Kelvin Spannung und kann den n-dotierten Schichten zugeordnet werden. Daher muss die Austrittsarbeit der n-dotierten Schichten kleiner sein als die Austrittsarbeit der Messspitze, was auch qualitativ mit den theoretischen Werten übereinstimmt ($\phi_{\text{n-GaN}}\approx 3.6 \text{ eV}$).

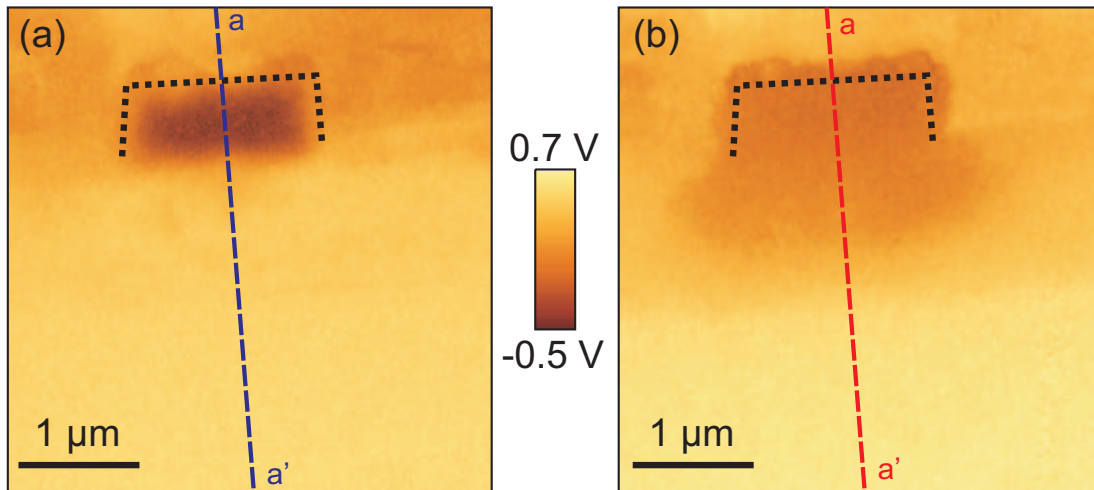


Abbildung 3.10: 2D-Aufnahmen der Kelvin Spannung ohne eine extern angelegte Spannung im Bereich der Topographie aus der Abbildung 3.9: (a) Für eine frische Laserdiode und (b) für eine gealterte Laserdiode. Die gepunkteten Linien markieren die Position des Lasersteges und die gestrichelten Linien a-a' zeigen die Position der Linienmessungen aus Abbildung 3.11.

Abbildung 3.10b zeigt die Messung der Kelvin Spannung an derselben Position der LD nach dem Alterungsprozess, wobei auch hier keine externe Spannung ($U_{\text{Diode}}=0 \text{ V}$) anlag. Es ist direkt ersichtlich, dass die Alterung zu einer drastischen Änderung des Oberflächenpotentials in der Nähe des pn-Überganges geführt hat. Der dunkle Bereich in der Mitte steht für eine geringe negative Kelvin Spannung und erstreckt sich vom p-dotierten Bereich

(markiert durch die gepunktete Linie) bis ungefähr $1\text{ }\mu\text{m}$ in den n-dotierten Bereich hinein. Im Gegensatz dazu sind im unteren Teil des Bildes und im Bereich des p-Kontaktes keine signifikanten Änderungen im Vergleich zur frischen LD erkennbar. Eine weiterführende, quantitative Untersuchung dieser Potentialverteilungen erfolgt mit Hilfe der Linienmessungen der Kelvin Spannung quer zum Schichtaufbau der LD (entlang der Linien a-a' aus Abb. 3.10), welche in der Abbildung 3.11 dargestellt sind.

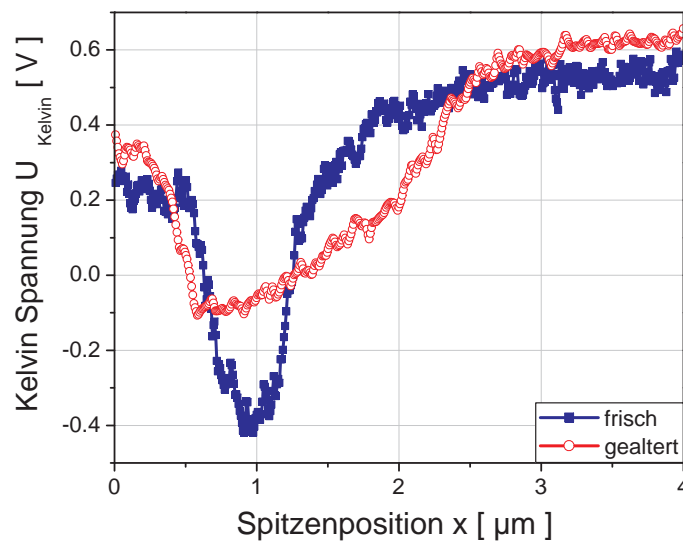


Abbildung 3.11: Linienmessungen entlang der Linien a-a' aus der Abbildung 3.10, wobei hier die Kelvin Spannung über der Spitzenposition für die frische (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und für die gealterte Laserdiode (rote Kurve mit offenen Kreisen) aufgetragen ist

Aus der Linienmessung der frischen LD (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) kann eine Kelvin Spannung von $U_{\text{Kelvin}} \approx -0.4\text{ V}$ im p-dotierten Bereich (bei $x \approx 1\text{ }\mu\text{m}$) und von $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.4\text{ V}$ im n-dotierten Bereich (bei $x \approx 2\text{ }\mu\text{m}$) bestimmt werden. Die Abweichung zu den theoretisch, erwarteten Werten ($U_{\text{Kelvin,theo.,p-GaN}} \approx -1\text{ V}$, $U_{\text{Kelvin,theo.,n-GaN}} \approx 2\text{ V}$) kann auf eine Oberflächenverarmung, die in einer Bandverbiegung an der GaN-Oberfläche resultiert (Kap. 2.2.2), zurückgeführt werden. Die Kelvin Spannung im Bereich des p-Kontaktes beträgt $U_{\text{Kelvin}} \approx 0.25\text{ V}$ und liegt somit im erwarteten Spannungsbereich (Keine Bandverbiegung im Gold). Die Spannungsdifferenz vom p-Kontakt zum Substrat (rechte Seite des Diagrammes) beträgt in etwa 300 mV , was auch wieder aufgrund von Oberflächeneffek-

ten kleiner ist als theoretisch erwartet ($\Delta U_{\text{Kelvin,theo.,Diff.}} \approx 1$ V; bei $\chi_{\text{SiC}} = 4.05$ eV [259] und $E_{\text{g,SiC}} = 3.26$ eV [260]).

Eine vergleichbare Differenz ergibt sich hierfür auch aus der Linienmessung der gealterten LD (rote Kurve mit offenen Kreisen in der Abb. 3.11), wobei hier jedoch die gesamte Kurve um $\Delta U_{\text{Kelvin}} \approx 100$ mV nach oben verschoben ist. Dieser quantitative Unterschied zur frischen LD kann möglicherweise auf eine Reduzierung des Wasserfilmes während des Alterungsprozesses (starke Erhitzung der Probe) zurückgeführt werden. Im Vergleich mit der frischen LD zeigt sich eine ausgeprägte Änderung des Oberflächenpotentials im Bereich des pn-Überganges (zwischen $x \approx 0.5$ μm und 2.5 μm). Dabei ist die Kelvin Spannung im p-dotierten Bereich (bei $x \approx 1$ μm) durch die Alterung um etwa 300 mV angestiegen, während sie im n-dotierten Bereich (bei $x \approx 2$ μm) um etwa 200 mV gesunken ist, d. h. die Austrittsarbeit der gespaltenen Laserfacette ist durch die LD-Alterung im p-dotierten Bereich gesunken und im n-dotierten Bereich gestiegen.

Eine solche Änderung könnte beispielsweise durch eine Mg-Diffusion hervorgerufen werden. In diesem Fall würde die Dotierung im p-Gebiet abnehmen, d. h. die Austrittsarbeit würde sich reduzieren, und im n-Gebiet würde sich ein Teil der Dotierung kompensieren, d. h. die Austrittsarbeit würde sich erhöhen. Jedoch wurden in der Literatur zum einen nur Diffusionslängen im Bereich von einigen 100 nm gefunden [31], was die Änderung im μm -Bereich aus der Abbildung 3.11 nicht erklären kann. Zum anderen wurde sogar gezeigt, dass bei GaN:Mg/AlGaN-Heterostrukturen gar keine Diffusion messbar ist [261]. Dies führt dazu, dass eine Mg-Diffusion wohl nicht als Ursache für die gemessene Änderung in Frage kommt.

Einen anderen Erklärungsansatz liefern die Studien an ähnlichen LD-Strukturen in [33, 34]. In diesen Studien wird gezeigt, dass durch die Alterung ein Oxidfilm auf der Laserfacette entstehen kann. Zudem wurde in [262] eine Korrelation zwischen der Dicke des natürlichen Oxides auf einer GaN-Oberfläche und der Oberflächenbandverbiegung gefunden, d. h. eine Oxidschichtbildung führt zu einer Änderung der Oberflächenpotentiale. Bei GaN handelt es sich typischerweise um Ga_2O_3 [263], welches eine Bandlücke von $E_{\text{g,Ga}_2\text{O}_3} = 4.8$ eV [264] und eine Elektronenaffinität von $\chi_{\text{g,Ga}_2\text{O}_3} = 3.19$ eV [265] aufweist. Mit diesen Werten würde eine Ga_2O_3 -Oxidbildung auf der Laserfacette zu einer reduzierten (bzw. erhöhten) Austrittsarbeit im p-dotierten (bzw. n-dotierten) Gebiet führen in qualitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Hieraus ergibt sich, dass die gemessene Änderung des Oberflächenpotentials nach der LD-Alterung möglicherwei-

se durch eine Photonen-gestützte Oxidation erklärt werden kann [266, 267]. Ähnliche Beobachtungen sind auch in der Literatur in [268, 269] gemacht worden. Ein weiterer Aspekt, der diesen Erklärungsansatz unterstützt, ist die Tatsache, dass das Gebiet, in der die wesentliche Änderung des Oberflächenpotentials stattgefunden hat (Abb. 3.10), eine große Ähnlichkeit mit dem typischen Nahfeld eines Kantenemitters (Abb. 1.13b) aufweist [33, 151, 270].

3.4 Lokale Spannung in der Laserdiode

Während durch KPFM-Messungen an spannungslosen Halbleiter-Bauteilen ($U_{\text{Diode}}=0$ V) Änderungen des Oberflächenpotentials direkt beobachtet werden können, kann die lokale Spannung in der Schichtstruktur aus KPFM-Messungen mit angelegter Spannung ($U_{\text{Diode}}\neq 0$ V) extrahiert werden. Hierfür wird die in Kapitel 2.2.3 vorgestellte Subtraktionsmethode von Lévêque et al. [214] eingesetzt. Bei dieser Methode wird die OV-Kurve (U_{CPD}) von der gemessenen Kelvin Spannung bei einer angelegten Spannung abgezogen, wodurch Rückschlüsse auf die lokale Spannungsverteilung über der Schichtstruktur gezogen werden können. Mit der Voraussetzung, dass die gemessene Kontaktpotentialdifferenz (U_{CPD}) unabhängig von der angelegten Spannung ist und dass die lokale Spannung gr   enteils durch den Volumenstrom verursacht wird, können so die elektrischen Eigenschaften des Volumenmaterials unabhängig von den Oberfl  chegegebenheiten untersucht werden [24].

3.4.1 Lokale Spannung in einer frischen Laserdiode

In diesem Kapitel soll die lokale Spannungsverteilung in einer frischen LD im einzelnen analysiert werden. Die I - U -Kennlinie der untersuchten frischen LD ist bereits in der Abbildung 3.8 (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) gezeigt worden. Die Abbildung 3.12 zeigt eine 2D-Aufnahme von KPFM-Linienmessungen entlang der a-a' Linie aus der Abbildung 3.10a und eine Aufnahme im Bereich des Überganges vom Substrat zum Wärmespreizer bei unterschiedlichen Diodenspannungen U_{Diode} . Beide Messungen zusammen ermöglichen nun eine Analyse des Potentialverlaufes über der gesamten LD-Struktur.

In Bild (a) ist das Substrat auf der rechten Seite und der p-Kontakt (aus Gold (Au)) auf der linken Seite gezeigt. Der Bereich der LD-Schichten ist durch HS (Heteroschichten) gekennzeichnet. In Bild (b) ist das Substrat auf der linken Seite und der Wärmespreizer (WS) auf der rechten Seite zu erkennen. In beiden Bildern zeigt die horizontale Achse die Spitzenposition entlang der Schichtstruktur und die vertikale Achse die Anzahl der Linienmessungen. Da bei zu hoher Diodenspannung und damit verbunden zu hohen Diodenstr  men die Topographieregelung des KPFM-Messaufbaus instabil wird [202], wurde U_{Diode} in Durchlassrichtung auf +5 V begrenzt. In Sperrrichtung der LD sollte ein Spannungsdurchbruch vermieden werden, so dass hier die Spannung auf -2 V begrenzt wurde. Während der Messungen wurde U_{Diode} schrittweise von -2 V auf +5 V nach jeder 25sten

Linienmessung erhöht. Die verschiedenen Farbbereiche in den Abbildungen können direkt den unterschiedlich gemessenen Kelvin Spannungen zugeordnet werden. Es ist ersichtlich, dass sich die Kelvin Spannung von oben nach unten durch die unterschiedlichen Diodenspannungen geändert hat. Der Farbkontrast von links nach recht zeigt die Änderung der Kelvin Spannung durch die unterschiedlichen Materialien, d. h. durch die unterschiedlichen Austrittsarbeiten, und durch die lokalen Spannungen an den einzelnen Schichten.

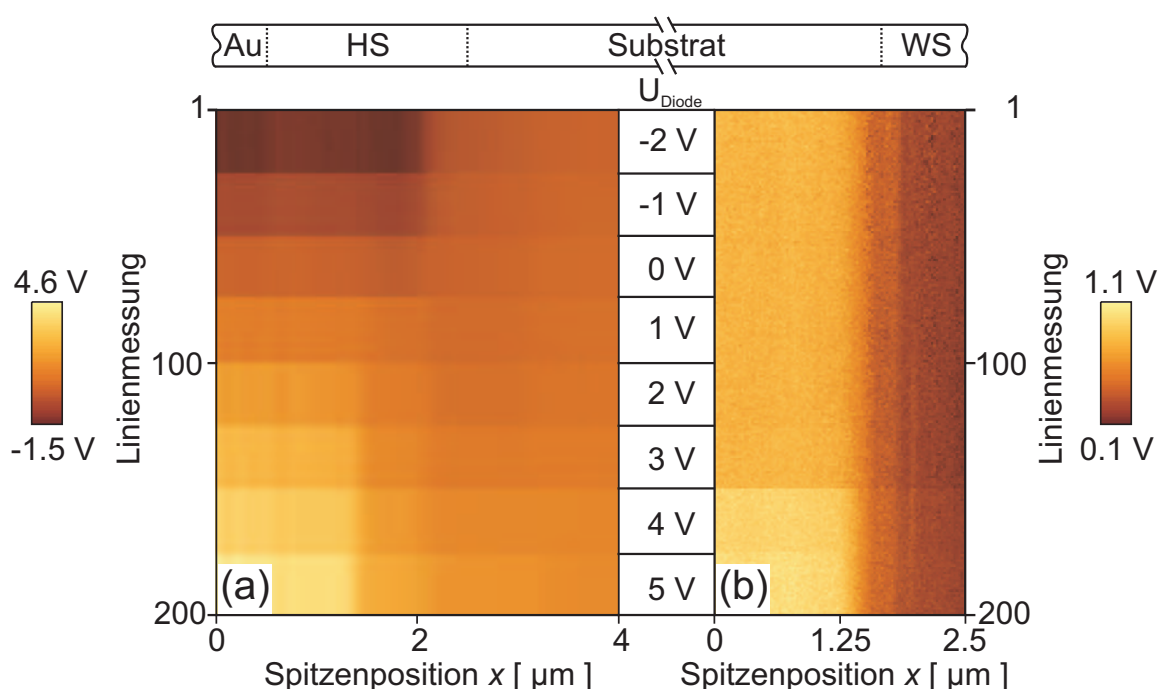


Abbildung 3.12: 2D-Aufnahmen der Kelvin Spannung der frischen Laserdiode in Abhängigkeit der Spitzenposition für unterschiedliche Diodenspannungen U_{Diode} an den Positionen: (a) Entlang der a-a' Linie aus der Abbildung 3.10a und (b) am Übergang vom Substrat zum Wärmespreizer

Für eine detailliertere Analyse werden einzelne Linienmessungen aus der 2D-Aufnahme extrahiert. Dafür werden die 25 gemessenen Linien bei einer konstanten Diodenspannung gemittelt und über der Spitzenposition für die unterschiedlichen Diodenspannungen aufgetragen. Die Resultate aus dieser Mittelung sind in der Abbildung 3.13 dargestellt. Der Sprung der Kelvin Spannung in der Abbildung 3.13b zeigt aufgrund der unterschiedlichen Kontaktpotentialdifferenzen den Übergang vom Substrat (linke Seite) zum Wärmesprei-

zer (rechte Seite). Wie erwartet, zeigt der auf Masse gelegte Wärmespreizer keine Variation der Kelvin Spannung mit Erhöhung der Diodenspannung, wohingegen im Bereich des Substrates ein Anstieg der Kelvin Spannung ab $U_{\text{Diode}} \approx 3 \text{ V}$ (starker Anstieg des Diodenstromes) festgestellt werden kann. In Abbildung 3.13a zeigt sich eine sehr deutliche Variation der Kelvin Spannung in Abhängigkeit der Spitzenposition und aufgrund der unterschiedlichen Diodenspannungen. Hierdurch wird noch einmal deutlich, dass in diesem Bereich die Kelvin Spannung von U_{CPD} und von U_{Diode} abhängt [266]. (Für die Messungen in Bild (a) und Bild (b) sind zwei unterschiedliche Messsonden des gleichen Sondentyps verwendet worden, weswegen die 0V-Kurve (U_{CPD}) des Substrates (rechte Seite in Bild (a) und linke Seite in Bild (b)) nicht exakt übereinstimmen.)

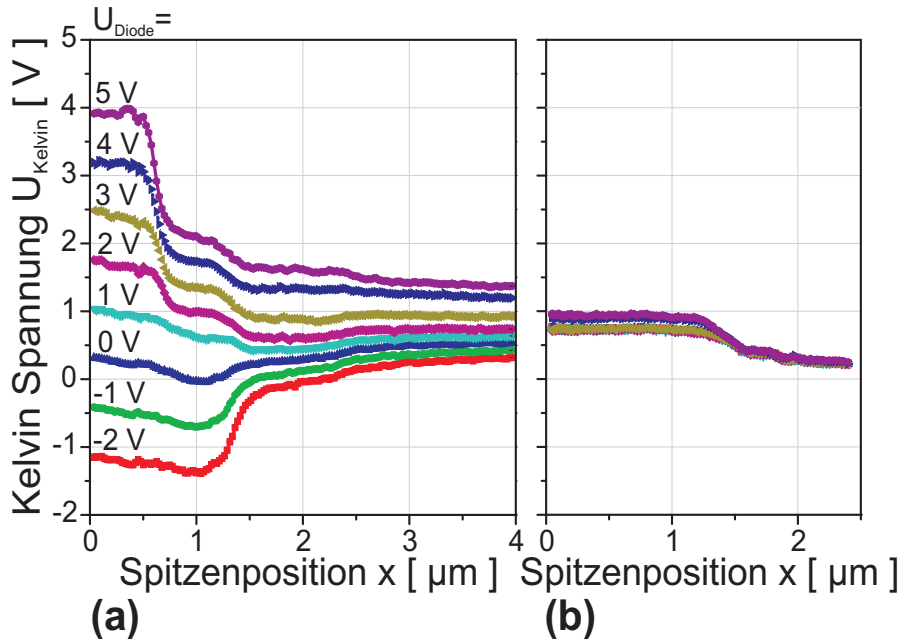


Abbildung 3.13: Kelvin Spannung aufgetragen über der Spitzenposition für unterschiedliche Diodenspannungen: (a) Aus dem Bereich der Abbildung 3.12a und (b) der Abbildung 3.12b

Durch die Anwendung der Subtraktionsmethode auf beide Datensätze ergeben sich die in Abbildung 3.14 gezeigten lokalen Spannungsverteilungen. In Bild (b) ist erkennbar, dass im Bereich des Wärmespreizers (rechte Seite) keine Spannung abfällt. Jedoch ist ab $U_{\text{Diode}} \approx 3 \text{ V}$ im Bereich des Substrates (linke Seite) eine geringe Verlustspannung messbar, welche auf den steilen Anstieg des Stromes (etwa Faktor 100) zurückgeführt werden kann. Diese Verlustspannung erhöht sich im weiteren Substrat, was deutlich aus dem Vergleich

mit Bild (a) herauskommt. Die Diskussion dazu erfolgt weiter unten zu Abbildung 3.16. Die einzelnen Linienmessungen zeigen zudem unterschiedliche lokale Spannungen im Bereich der Heteroschichten.

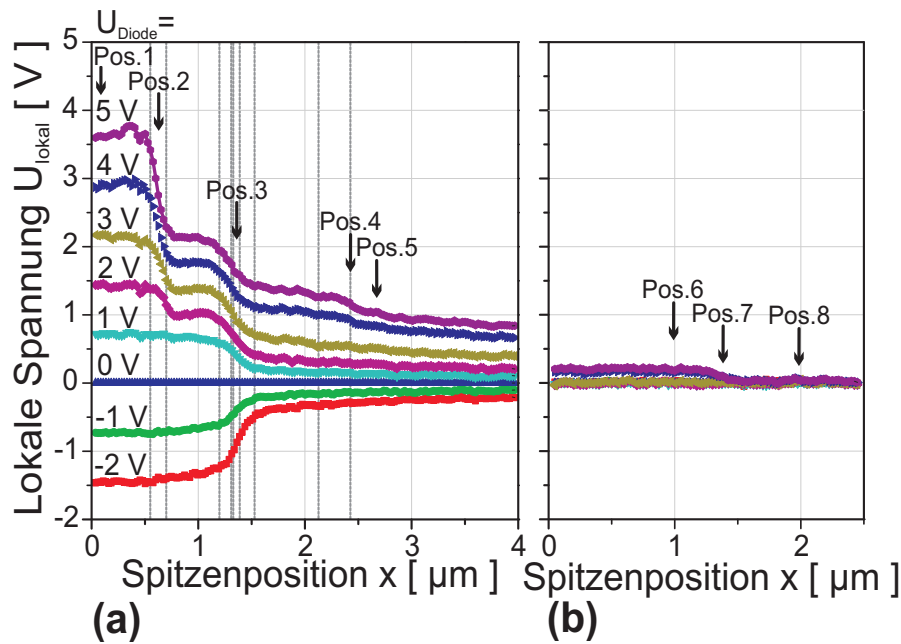


Abbildung 3.14: Subtraktionsmethode angewendet auf die Datensätze der Abbildung 3.13: (a) Aus dem Bereich der Abbildung 3.13a (Die gepunkteten Linien geben die einzelnen Schichten mit den nominellen Schichtdicken aus Abbildung 3.6 an. Die lokale Zuordnung basiert auf der Annahme, dass an Position 4 der Übergang vom SiC-Substrat zur AlGaN-Pufferschicht liegt.) und (b) der Abbildung 3.13b

Eine erste sprunghafte Spannungsänderung zeigt sich an der Position 4 ab $U_{\text{Diode}} \approx 4$ V. Dieser Spannungsanstieg kann dem Übergang vom SiC-Substrat zur AlGaN-Pufferschicht zugeordnet werden. Mit dieser Annahme ist es möglich, den einzelnen Schichten mit Hilfe der nominellen Dicken aus Abbildung 3.6 lokal die unterschiedlichen Spannungen zuzuordnen (gepunktete Linien in Abb. 3.14a). Die lokale Spannungsverteilung in der aktiven Zone liegt somit im Bereich der Position 3. Für die Maximierung der Wallplug-Effizienz müssen Spannungsverluste außerhalb dieses Bereiches vermieden werden, was zu einer Optimierung der elektrischen Leistungsaufnahme führen würde. Jedoch zeigt sich bei dieser LD-Struktur ein zusätzlicher Spannungsverlust außerhalb der aktiven Zone im Bereich der Position 2. Aufgrund der Zuordnung der einzelnen Schichten kann vermutet werden, dass

dieser Teil der Spannung über der p-GaN-Kontaktschicht abfällt. Ein Vergleich der beiden 'Haupt'-Spannungsanstiege macht deutlich, dass mit ansteigender Diodenspannung die Dominanz des ungewollten Spannungsverlustes immer weiter ansteigt und so die Effizienz der LD sinkt.

Die folgenden Auswertungen erfolgen an ausgewählten Positionen der Abbildung 3.14. Für die Diskussion der gesamten Spannung über der LD ist dieser in Abhängigkeit der Diodenspannung in der Abbildung 3.15 aufgetragen. Hier zeigt die gestrichelte lila Kurve die lokale Spannung im Wärmespreizer (Pos. 8). Da dieser während der Messungen an der Masse der Spannungsquelle angeschlossen war, kann wie erwartet keine Abweichung von Null registriert werden. Die Auswertung der lokalen Spannung am p-Kontakt (durchgezogene, grüne Kurve) wurde an der Position 1 durchgeführt. Diese Kurve zeigt einen linearen Anstieg mit ansteigender Diodenspannung. Da im Wärmespreizer keine Spannung abfällt, sollte diese Kurve die lokale Spannungsverteilung über das gesamte Bauteil wiedergeben. Jedoch ist die Steigung kleiner als eins (Vergleich mit der gepunkteten, schwarzen Linie von U_{Diode}) und es ergibt sich im Mittel eine Spannungsdifferenz zur angelegten Diodenspannung von etwa 25 %. Diese fehlende Spannung wurde auch bereits in der Literatur beobachtet, dort konnte an InGaAs/AlGaAs/GaAs-Laserdioden die angelegte Diodenspannung ebenfalls nicht reproduziert werden [215]. Die genaue Ursache für dieses Phänomen konnte aber bis jetzt leider noch nicht abschließend geklärt werden. Es ist jedoch denkbar, dass die Modulationsspannung trotz Optimierung falsch gewählt wurde und daher Änderungen des Oberflächenpotentials nicht korrekt ausgelesen werden können [271]. Das würde dazu führen, dass bei der Subtraktion immer eine falsche Kontaktpotentialdifferenz abgezogen wird und so falsche Werte für die lokale Spannung berechnet werden. Einen anderen Ansatz bietet die Vermutung, dass aufgrund von Anreicherungs- bzw. Verarmungseffekten an der Oberfläche U_{CPD} nicht konstant im verwendeten Spannungsbereich ist und daher die Subtraktion ebenfalls wieder zu falschen Werten führt [221, 250]. Bei diesen Ansätzen muss jedoch die Frage gestellt werden, wieso die fehlende Spannung unabhängig von U_{Diode} immer etwa 25 % beträgt. Eine weitere Erklärung basiert auf einem messtechnischen Problem und zwar könnte eine zusätzliche Verlustspannung außerhalb des Messbereiches, z. B. direkt am Bondkontakt oder über dem Bonddraht, für die fehlende Differenz verantwortlich sein. Da aber die gemessene Differenz linear mit der Spannung und somit nicht-linear mit dem Strom ansteigt, kann eigentlich so ein Ohm'scher Verlust ausgeschlossen werden. Dass es aber prinzipiell mit

der KPFM möglich ist, die vollständige Diodenspannung lokal in einem Bauteil zu messen, wurde bei Untersuchungen an AlGaInP-LEDs bewiesen [24]. Daher muss in der Zukunft weiter nach der Ursache für die aufgetretene Spannungsdifferenz geforscht werden, wobei hier ein besonderes Augenmerk auf den verwendeten Regelparametern und dem Halbleitermaterial liegen sollte.

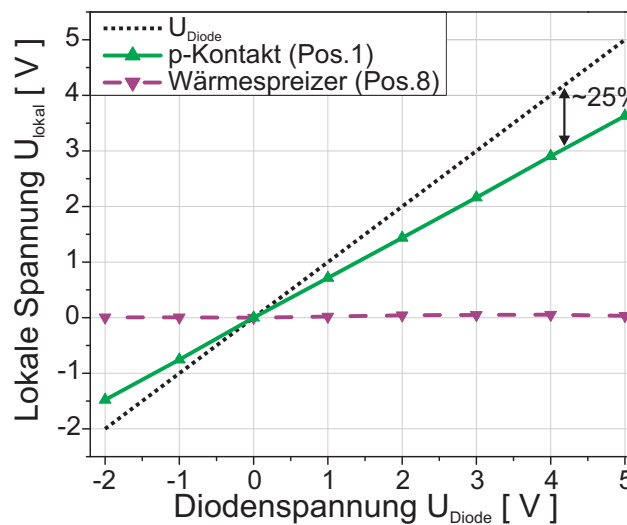


Abbildung 3.15: Lokale Spannung aufgetragen über der Diodenspannung am p-Kontakt (durchgezogene, grüne Kurve; an der Position 1 der Abbildung 3.14) und im Wärmespreizer (gestrichelte, lila Kurve; an der Position 8 der Abbildung 3.14). Die gepunktete, schwarze Kurve zeigt die angelegte Diodenspannung U_{Diode} .

Die Auswertung der lokalen Spannungsverteilung im Substrat folgt in Abbildung 3.16. Die gestrichelte lila Kurve gibt die Spannungswerte im Substrat an Position 6 an. Es ist ein geringer Spannungsanstieg ab $U_{\text{Diode}} \approx 3$ V erkennbar. Der Grund für diesen Anstieg liegt am Übergang vom Substrat zum Wärmespreizer (Pos. 7), wo anscheinend das verwendete Hartlot in diesem Fall keinen idealen Kontakt darstellt. Eine weitere Messung im Substrat zeigt die gepunktete dunkelgelbe Kurve, deren Messwerte in der Nähe der n-dotierten Schichten aufgenommen wurden (Pos. 5). Hierbei steigt die lokale Spannung mit der angelegten Diodenspannung an. Die Differenz der beiden Messungen ergibt die gesamte lokale Spannung über dem Substrat und ist im gleichen Diagramm durch die durchgezogene orange Kurve dargestellt. Es ergibt sich ein nahezu linearer Spannungsanstieg mit der Diodenspannung, welcher hier in etwa 15 % der angelegten Spannung beträgt. Unter der

Berücksichtigung, dass 25 % der angelegten Spannung fehlen, erhöht sich dieser Verlust sogar noch auf etwa 20 %. Aus der linearen Abhängigkeit von der Diodenspannung ergibt sich für diese lokale Spannung eine nicht-lineare Abhängigkeit vom Strom, so dass nicht nur ein Ohm'scher Verlust, sondern auch ein nicht-linearer Widerstand im Substrat beachtet werden muss. Als Grund hierfür wäre beispielsweise eine inhomogene Dotierung des Substrates theoretisch denkbar, jedoch ist eine hohe Dotierstoffvariation im Substrat sehr unrealistisch.

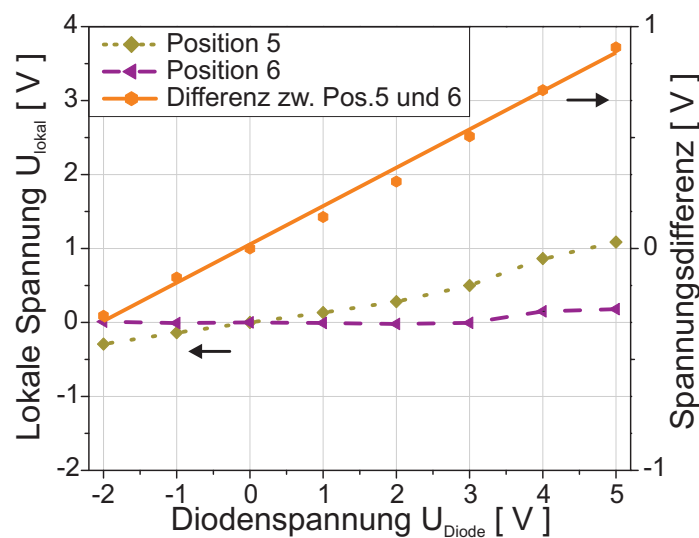


Abbildung 3.16: Lokale Spannung aufgetragen über der Diodenspannung im Substrat: An Position 5 der Abbildung 3.14 (gepunktete, dunkelgelbe Kurve), an Position 6 der Abbildung 3.14 (gestrichelte, lila Kurve) und die Differenz zwischen den beiden Positionen (durchgezogene, orange Kurve)

3.4.2 Vergleich einer frischen und einer gealterten Laserdiode

Nachdem nun die lokale Spannungsverteilung in einer frischen LD analysiert wurde, soll im Folgenden der Einfluss der Alterung auf das mikroskopische Verhalten des Bauteiles untersucht werden. Weiter oben wurde bereits gezeigt, dass die Alterung der LD zu einer Änderung der makroskopisch gemessenen I - U -Kennlinie führt (Abb. 3.8). Da der Diodenstrom größtenteils vom Volumenstrom und somit von den Volumeneigenschaften abhängt, ist diese Änderung ein deutliches Indiz für einen Einfluss der Alterungsprozedur auf die elektrischen LD-Eigenschaften. Der Vergleich zwischen einer frischen und einer gealterten

LD mit der KPFM sollte bei einem konstanten Strom ebenfalls dieses Verhalten reflektieren. Demzufolge sollte es eine Änderung der lokalen Spannung geben.

Bei den folgenden KPFM-Messungen wurde die lokale Spannung in der LD mit einem variierendem Diodenstrom I_{Diode} zwischen 10 μA und 15 mA gemessen, wobei der n-Kontakt mit der Masse der Stromquelle verbunden war. Der Strom musste wie bereits oben diskutiert aufgrund der Instabilität des KPFM-Messaufbaus auf 15 mA begrenzt werden.

Da im vorherigen Kapitel gezeigt wurde, dass ein Teil der angelegten Diodenspannung bereits im Substrat abfällt (Abb. 3.16), wird in Abbildung 3.17 die lokale Spannung zwischen dem Substrat und dem Masseanschluss einer frischen (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und einer gealterten LD (rote Kurve mit offenen Kreisen) miteinander verglichen.

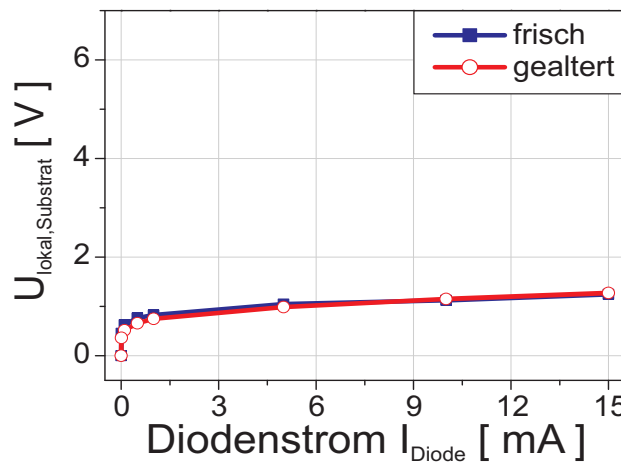


Abbildung 3.17: Vergleich der lokalen Spannung im Substrat an Position 5 der Abbildung 3.14 einer frischen (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und einer gealterten Laserdiode (rote Kurve mit offenen Kreisen) aufgetragen über den Diodenstrom I_{Diode}

Hierfür wurden die lokalen Spannungsverteilungen einer frischen und einer gealterten LD entlang der a-a' Linien aus Abbildung 3.10 gemessen und in der Nähe der n-dotierten Schichten im Substrat (Pos. 5 in Abb. 3.14) ausgewertet. Bei beiden Kurven steigt die gemessene lokale Spannung bis $I_{\text{Diode}} \approx 1$ mA sehr schnell an und zeigt ab dann einen flachen, linearen Anstieg mit steigendem Diodenstrom. Hierbei haben beide Kurven eine sehr gute Übereinstimmung im Verlauf. Daher kann ein Einfluss der Alterung auf das Substrat bzw. auf den Übergang zum Wärmespreizer ausgeschlossen werden.

Aus diesem Grund ist es nun interessant die lokalen Spannungsverteilung über der gesamten LD vor und nach der Alterung mit den makroskopischen I - U -Kennlinien zu vergleichen. Die Abbildung 3.18a zeigt daher noch einmal die makroskopisch gemessenen Strom-Spannungs-Werte aus Abbildung 3.8, wobei diesmal die Diodenspannung U_{Diode} in Abhängigkeit des Diodenstromes I_{Diode} aufgezeichnet wurde. Auch in dieser Darstellung ist der Einfluss der LD-Alterung (z. B. die Überschneidung) nochmal deutlich erkennbar.

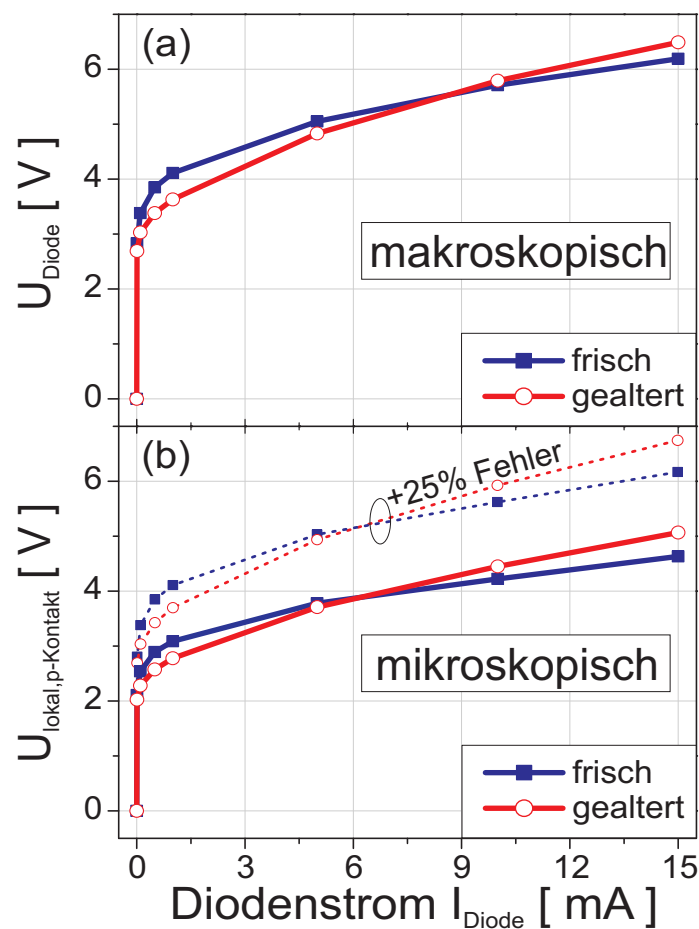


Abbildung 3.18: Gemessene Spannung in Abhängigkeit eines konstanten Diodenstromes für eine frische (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und eine gealterte Laserdiode (rote Kurve mit offenen Kreisen): (a) Mit der makroskopisch gemessenen Diodenspannung U_{Diode} und (b) mit der mikroskopisch gemessenen lokalen Spannung am p-Kontakt $U_{\text{lokal,p-Kontakt}}$ (Position 1 in der Abbildung 3.14)

Für die selben Diodenströme wurden die Kelvin Spannungen entlang der a-a' Linien aus Abbildung 3.10 für die frische und die gealterte LD gemessen. Für die Abbildung 3.18b wurde daraus die lokale Spannung mit Hilfe der Subtraktionsmethode am p-Kontakt ermittelt (Pos. 1 in der Abb. 3.14). Da der n-Kontakt jeweils auf Masse lag und so dort keine Spannung abfiel, entspricht dies der gesamten Spannung über den Laserdioden. Ein Vergleich der Kurven aus den Abbildungen 3.18a und b zeigt offensichtlich, dass die KPFM-Messungen, welche eine mikroskopische Aufnahme des internen elektrischen Verhaltens der LD darstellen, die gleiche Abhängigkeit vom angelegten Diodenstrom wie die makroskopisch gemessene Diodenspannung haben. Diese qualitative Übereinstimmung der Kurven zeigt eindrucksvoll, dass die KPFM auch auf die makroskopisch gemessenen Alterungseffekte sensitiv ist. Die um die fehlende Spannung korrigierten, mikroskopischen Werte (gepunktete Kurven in Bild (b); lineare Skalierung mit dem 25 %igen Fehler) passen sogar nahezu quantitativ mit den makroskopischen Werten überein (Die Abweichung beträgt nur etwa 1 %).

Die Differenz zwischen den Daten der frischen und der gealterten LD für beide Messmethoden zeigen die Verläufe aus der Abbildung 3.19. In Bild (a) ist die Differenz für die makroskopische Diodenspannung und in Bild (b) die Differenz der mikroskopischen Spannung dargestellt (Die gepunktete Kurve berücksichtigt hierbei die fehlende Spannung von 25 %). Die Kurven, die direkt den Einfluss der Alterung auf die lokale Spannung zeigen, starten alle bei 0 A und steigen steil mit zunehmendem Diodenstrom an. Über einem Strom von $I_{\text{Diode}}=500 \mu\text{A}$ sinken die Differenzen wieder, bis sie sogar negativ werden. Auch hier zeigt sich wieder eine sehr gute qualitative Übereinstimmung, wobei der quantitative Unterschied ca. 130 mV beträgt. Dieser Unterschied wäre beispielsweise mit einer Alterung der Bondkontakte erklärbar [27].

Es kann also festgehalten werden, dass die gezeigten Verläufe und Differenzen für beide Messmethoden qualitativ sehr gut übereinstimmen. Durch eine lineare Fehlerkorrektur der fehlenden Spannung konnten die makroskopischen Daten sogar nahezu quantitativ durch die KPFM-Messungen wiedergefunden werden. Es ist also möglich, mit der KPFM genauso wie mit der makroskopischen I - U -Messung den Einfluss der Alterung auf die elektrischen Eigenschaften zu untersuchen.

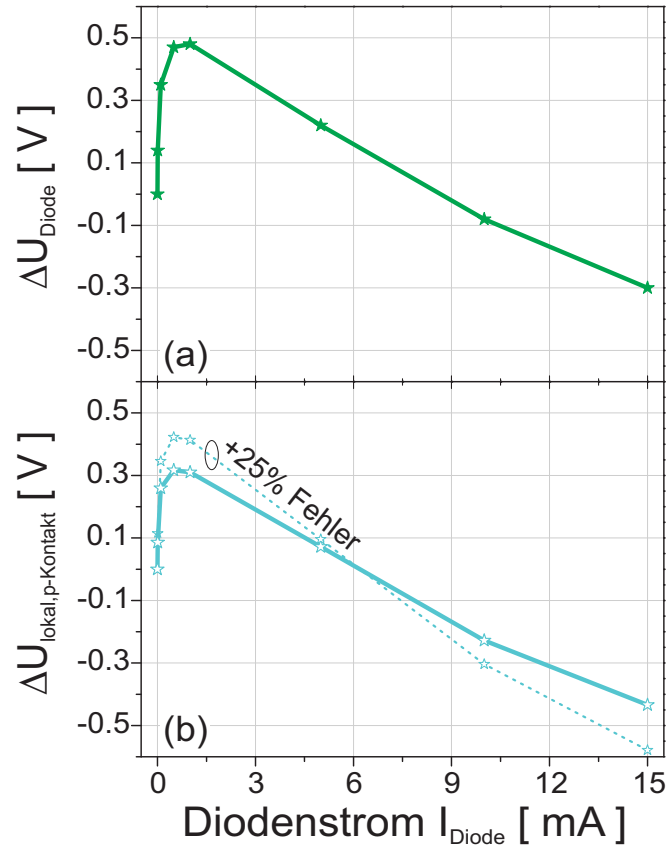


Abbildung 3.19: Spannungsdifferenz in Abhängigkeit eines konstanten Diodestromes berechnet aus den Daten der Abbildung 3.18: (a) Aus den makroskopisch gemessenen Diodenspannungen und (b) aus den mikroskopisch gemessenen lokalen Spannungen

Bei der KPFM kann jedoch zusätzlich noch die lokale Spannung den einzelnen Schichten der LD zugeordnet werden (Abb. 3.14). Der Vergleich der lokalen Spannungsverteilung einer frischen und einer gealterten LD bietet somit einen direkten Einblick auf eine mögliche lokale Änderung der elektrischen Eigenschaften bzw. der Materialeigenschaften. Aus diesem Grund sind in der Abbildung 3.20 die Verläufe der Kelvin Spannung der frischen (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und der gealterten LD (rote Kurve mit offenen Kreisen) über der Spitzenposition für einen konstanten Diodestrom von $I_{\text{Diode}} = 15$ mA dargestellt. Hier sei nochmal erwähnt, dass die Kelvin Spannung von U_{CPD} und U_{Diode} abhängt. Aus einem Vergleich der Verläufe ist sofort erkennbar, dass sich diese nur im vorderen Bereich (linke Seite), d. h. im Bereich der p-dotierten Schichten, voneinander unterscheiden. Erkennbar ist eine sehr geringe Abweichung im Bereich von $x \approx 0.75 \mu\text{m}$,

welche wohl aufgrund der Facettenalterung auftritt. Im Bereich der p-GaN-Kontaktschicht (Pos. 2 in Abb. 3.14) ist zudem bei der gealterten LD eine erhöhte Spannung im Vergleich zu der frischen LD gemessen worden. Die Spannungsdifferenz zwischen diesen beiden Kurven in diesem Bereich ($\Delta U \approx 400$ mV) stimmt in etwa mit der Differenz der I - U -Messungen (Abb. 3.8) bei $I_{\text{Diode}} = 15$ mA überein. Somit lassen diese Messungen also vermuten, dass die erhöhte Spannungsaufnahme bei einem konstanten Strom nach der Alterung durch eine höhere lokale Spannung in der p-GaN-Kontaktschicht verursacht wird [267]. Zum besseren Verständnis der erzielten Ergebnisse wurden zusätzlich Simulationsrechnungen durchgeführt, welche im Folgenden diskutiert werden.

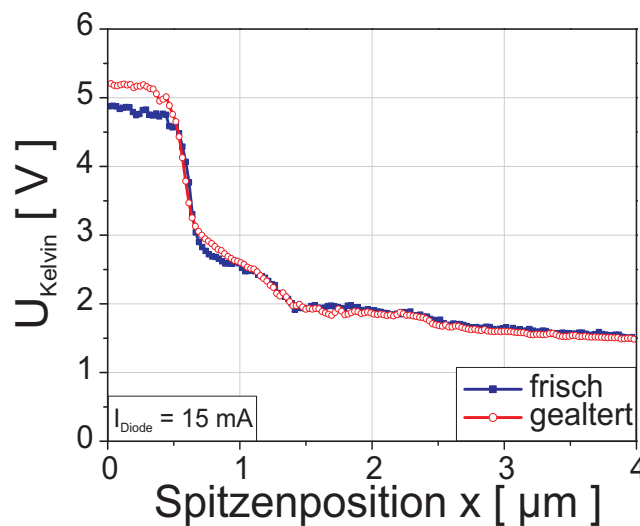


Abbildung 3.20: Kelvin Spannung U_{Kelvin} aufgetragen über der Spitzenposition für eine frische (blaue Kurve mit ausgefüllten Quadraten) und eine gealterte Laserdiode (rote Kurve mit offenen Kreisen) bei einem konstantem Diodenstrom von $I_{\text{Diode}} = 15$ mA. Die Linienmessungen wurden entlang der a-a' Linien der Abbildung 3.10 durchgeführt.

3.4.3 Simulationsrechnungen zur lokalen Spannungsverteilung

Für eine Optimierung der LD-Strukturen wäre es wünschenswert, die einzelnen gemessenen lokalen Spannungen ihren genauen Bereichen zuzuordnen. Dadurch könnten sich unter Umständen Rückschlüsse auf die Ursachen für die parasitären Verlustspannungen oder Informationen über das Alterungsverhalten ergeben. Ein bewährtes Hilfsmittel hierfür sind Simulationsrechnungen. In dieser Arbeit wurde das Simulationsprogramm

SimWindows genutzt [272], welches unter der Berücksichtigung von unterschiedlichen Randbedingungen die Poisson- und Stromkontinuitätsgleichung in einer Dimension berechnet. Damit die Simulationen mit den durchgeführten Messungen verglichen werden können, wurde der Schichtaufbau der LD aus der Abbildung 3.6 in das Programm übertragen. Die entsprechenden Materialkonzentrationen und Dotierungen wurden aus [27] übernommen. Da für das SiC-Substrat keine Materialparameter zur Verfügung standen, ist dieses bei der Simulation nicht berücksichtigt worden. Einen Überblick über die verwendeten Daten zeigt die Tabelle 3.1. Die Durchnummerierung der einzelnen Zeilen soll der besseren Zuordnung von berechneten Spannungen und einzelnen Schichten bei der folgenden Diskussion dienen.

Tabelle 3.1: Simulationsparameter für SimWindows aus [27]

Nummer	Schichtfunktion	Materialkomposition	Schichtdicke in nm	Dotierung in cm^{-3}
1	p-Kontaktschicht	GaN	150	$N_A = 1 \cdot 10^{19}$
2	p-Mantelschicht	$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{N}$	500	$N_A = 8 \cdot 10^{18}$
3	p-Wellenleiter	GaN	110	$N_A = 1 \cdot 10^{18}$
4	Elektronenbarriere	$\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$	20	$N_A = 1 \cdot 10^{19}$
5	Barriere	GaN	12.5	$N_D = 1 \cdot 10^{17}$
	Quantenfilm	$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$	5	$N_D = 1 \cdot 10^{16}$
	Barriere	GaN	10	$N_D = 1 \cdot 10^{17}$
	Quantenfilm	$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$	5	$N_D = 1 \cdot 10^{16}$
	Barriere	GaN	10	$N_D = 1 \cdot 10^{17}$
	Quantenfilm	$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$	5	$N_D = 1 \cdot 10^{16}$
	Barriere	GaN	12.5	$N_D = 1 \cdot 10^{17}$
6	n-Wellenleiter	GaN	140	$N_D = 1 \cdot 10^{18}$
7	n-Mantelschicht	$\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$	600	$N_D = 1 \cdot 10^{18}$
8	Pufferschicht	$\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$	300	$N_D = 1 \cdot 10^{18}$

Die simulierte Bandstruktur aus den angegebenen Werten ist in der Abbildung 3.21a für $U_{\text{Diode,Simulation}}=0$ V in Abhängigkeit des Ortes (quer zum Schichtaufbau) dargestellt (thermodynamisches Gleichgewicht). Die gepunkteten, senkrechten Linien und

die Nummern deuten die Bereiche der unterschiedlichen Schichten an. Aufgrund der unterschiedlichen Materialien haben sich an den einzelnen Schichtübergängen Banddiskontinuitäten ausgebildet. Mit der Annahme von Ohm'schen Kontakten für den p- und den n-Bereich und dem gewählten Bezugspotential am n-Kontakt (analog zu den KPFM-Messungen) kann das Simulationsprogramm durch die Lösung der Poissongleichung die Bandstruktur für unterschiedliche Diodenspannungen berechnen. Als Beispiel ist hier die Bandstruktur für $U_{\text{Diode,Simulation}}=3.4 \text{ V}$ in der Abbildung 3.21b gezeigt. Durch die angelegte Spannung befinden sich die Bänder nun im Flachbandfall und das Fermi-niveau hat sich in zwei getrennte Quasi-Fermi-niveaus aufgesplittet.

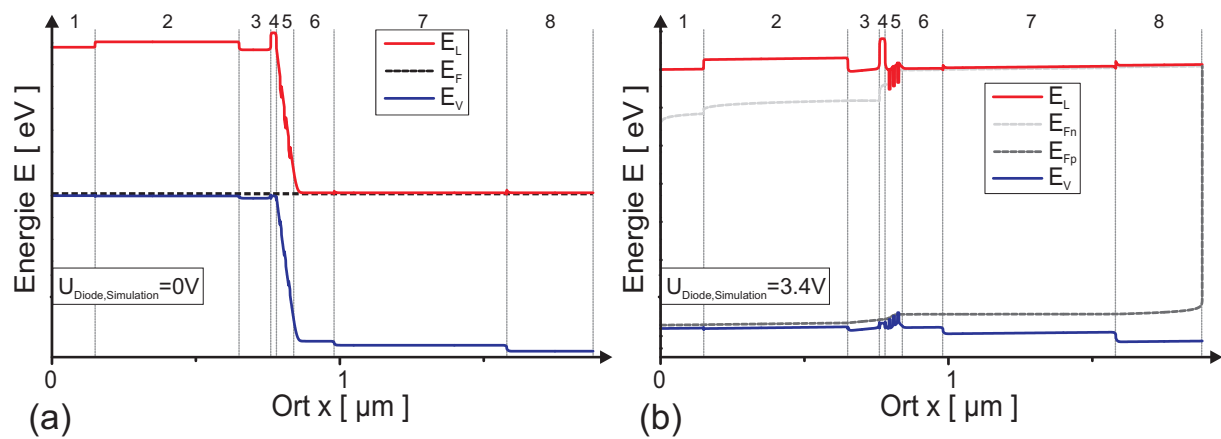


Abbildung 3.21: Simulierte Bandstruktur der Laserdiode für (a) $U_{\text{Diode,Simulation}}=0 \text{ V}$ und (b) $U_{\text{Diode,Simulation}}=3.4 \text{ V}$

Zusätzlich zur Bandstruktur kann das Simulationsprogramm den zugehörigen Potentialverlauf $\varphi(U_{\text{Diode}}, x)$ quer zum Schichtaufbau berechnen. Dieses Potential entspricht in etwa der gemessenen Kelvin Spannung. Für verschiedene Diodenspannungen $U_{\text{Diode,Simulation}}$ ergeben sich unterschiedliche Potentialverläufe. In der Abbildung 3.22a sind die Verläufe für ausgewählte Spannungswerte zwischen -5 V und $+8 \text{ V}$ zu sehen. Wie bereits bei den KPFM-Messungen in Abbildung 3.13 zeigt sich bei diesen Kurven zum einen eine Abhängigkeit des Potentials vom Ort aufgrund der unterschiedlichen Materialien bzw. der unterschiedlichen Austrittsarbeiten. Zum anderen zeigt sich eine Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Ähnlich wie bei der Subtraktionsmethode kann aus diesen Daten die lokale Spannung $U_{\text{lokal,Simulation}}$ durch die Subtraktion von $\varphi(U_{\text{Diode}}=0 \text{ V}, x)$ von $\varphi(U_{\text{Diode}} \neq 0 \text{ V}, x)$ bestimmt werden. Die berechneten Spannungsverläufe für die un-

terschiedlichen positiven und negativen Diodenspannungen sind in der Abbildung 3.22b dargestellt.

Anders als bei der KPFM-Messung in Abbildung 3.14 fällt, wie auch erwartet, bei der Simulation der größte Teil der Spannung im aktiven Bereich (Schicht 5) ab. Da in diesem Bereich typischerweise das Licht generiert wird, kann über die Höhe der Spannung auf die Ladungsträgerdichte zurückgeschlossen werden. In der Simulation sind außerhalb dieses Bereiches lediglich geringe Verlustspannungen im Bereich der n-dotierten Schichten (Schicht 6, 7 und 8) und im Bereich der p-dotierten Schichten (Schicht 1 und 2) und eine etwas erhöhte Spannung im Bereich des p-GaN-Wellenleiters (Schicht 3) zu erkennen. Aufgrund der Linearität können diese Spannungen der endlichen Leitfähigkeit der einzelnen Schichten zugeordnet werden. Zusätzlich sind an einzelnen Heteroübergängen (zwischen Schicht 3 und 4, 6 und 7, 7 und 8) geringe Spannungsanstiege aufgrund der Banddiskontinuitäten messbar. Zudem zeigt sich, dass bei einer negativen Diodenspannung die gesamte Spannung nur im aktiven Bereich abfällt, was durch die steigende Ausdehnung der Verarmungszone erklärt werden kann.

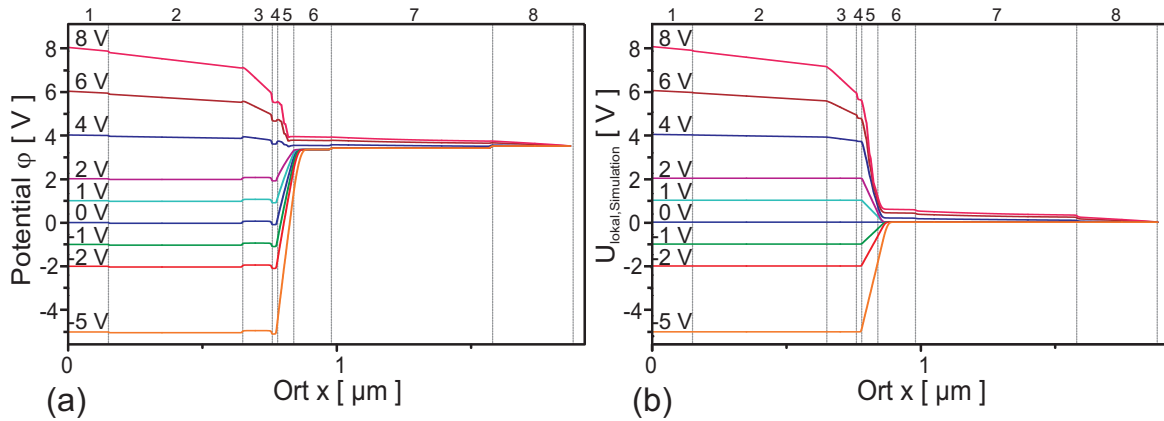


Abbildung 3.22: (a) Simulierter Potentialverlauf $\varphi(U_{\text{Diode}}, x)$ in Abhängigkeit des Ortes quer zu den Schichten der Laserdiode und (b) aus den simulierten Werten berechnete lokale Spannungsverteilung $U_{\text{lokal,Simulation}} (\varphi(U_{\text{Diode}} \neq 0 \text{ V}, x) - \varphi(U_{\text{Diode}} = 0 \text{ V}, x))$

Ein Vergleich zwischen den berechneten lokalen Spannungen (Abb. 3.22b) und den gemessenen Werten (Abb. 3.14a) ist jedoch kaum möglich. Ein Grund hierfür können beispielsweise die angesetzten nominellen Werte der Dotierung aus der Tabelle 3.1 sein. Es ist denkbar, dass diese nicht exakt mit den Werten aus dem realen Bauteil

übereinstimmen. Beispielsweise könnte die Dotierung im p-dotierten Bereich durch eine Kompensierung des Magnesiums durch Wasserstoff reduziert sein [100, 273]. Daher wurden weitere Simulationen, bei denen die Dotierung in den verschiedenen Schichten variiert wurden, durchgeführt.

Ein Beispiel für eine reduzierte Dotierung in der p-GaN-Kontaktschicht ($N_A=10^{18} \text{ cm}^{-3}$) zeigen die berechneten Spannungsverläufe in der Abbildung 3.23a. Da im Simulationsprogramm die Abmessung des p-Kontaktes (Dicke des Goldes) nicht berücksichtigt werden kann, bei der Messung dieser jedoch mit gemessen wurde, wurde der berechnete Spannungswert an der p-Seite um $0.5 \mu\text{m}$ verlängert (konstanter Spannungsverlauf von 0 V über dem Kontakt). Ein Blick auf das Diagramm macht deutlich, dass bei dieser Simulation zusätzlich eine erhöhte Verlustspannung im Bereich der p-GaN-Kontaktschicht (Schicht 1) auftritt. Dies wurde auch erwartet, da die reduzierte Dotierung typischerweise auch zu einer geringeren Leitfähigkeit führt. Die anderen lokalen Spannungen sind jedoch vergleichbar mit denen aus der ersten Simulation (Abb. 3.22b). Eine weitere Reduzierung der Dotierung führt in der Simulation zu einer steigenden lokalen Spannung in der p-GaN-Kontaktschicht.

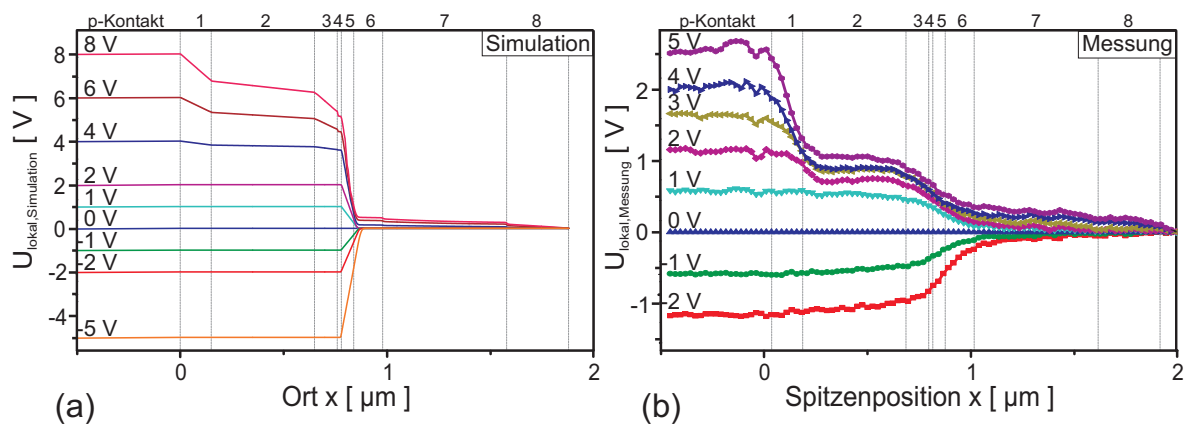


Abbildung 3.23: Vergleich der simulierten Spannungsverteilung und der KPFM-Spannungsmessung: (a) Simulierte Spannungsverteilung über den Laserdiodenschichten mit der reduzierten p-Dotierung in der p-GaN-Kontaktschicht für verschiedene Diodenspannungen $U_{\text{Diode,Simulation}}$ und (b) lokal gemessene Spannungsverteilung über der Laserdiode aus der Abbildung 3.14a (Die lokale Spannung im Substrat wurde abgezogen, in dem die Spannung an Position 5 zu Null gesetzt wurde.)

Für einen Vergleich mit den durchgeführten lokalen Spannungsmessungen sind die Verläufe aus der Abbildung 3.14a in der Abbildung 3.23b nochmals dargestellt, wobei der Übersicht halber die x-Achse linear verschoben wurde. Zudem wurde die Verlustspannung im Substrat bei den gemessenen Kurven abgezogen, da dieser bei der Simulation nicht berücksichtigt werden konnte (Das Ende des Substrates bei Pos. 5 in der Abb. 3.14a wurde auf 0 V gesetzt). Hierdurch und durch die Tatsache, dass bei den Messungen etwa 25 % der angelegten Diodenspannung fehlen (Abb. 3.15), können hier keine quantitativen Aussagen getroffen werden. Der qualitative Vergleich zeigt jedoch einige Übereinstimmungen. Bemerkenswert ist beispielsweise, dass bei der Messung ebenso wie in der Simulation bei einer negativen Diodenspannung die komplette Spannung im aktiven Bereich (Schicht 5) abfällt. Daher scheint die getroffene Zuordnung der Schichten in der Messung richtig zu sein. In der Messung ist es jedoch seltsam, dass beim Anlegen einer positiven Diodenspannung die lokale Spannung im aktiven Bereich geringer ist als die lokale Spannung in der p-GaN-Kontaktschicht (Schicht 1). Dieses Verhältnis tritt bei der Simulation nur auf wenn die Dotierung in der p-GaN-Kontaktschicht noch weiter reduziert wird (um mehrere Größenordnungen). Außerdem ist die Steigung des Spannungsanstieges im aktiven Bereich bei der Messung viel flacher als bei der Simulation, was beispielsweise durch eine größere Ausdehnung der Raumladungszone erklärt werden kann. Der Vergleich der Abbildungen lässt aber erkennen, dass der geringe Spannungsanstieg am Übergang von Schicht 7 zu Schicht 8 in der Simulation auch bei der Messung wiederzufinden ist. Gleiches gilt auch für den geringen, linearen Spannungsanstieg über der p-AlGaIn-Mantelschicht (Schicht 2). Für eine Optimierung der LD ist es zudem sehr interessant zu erkennen, dass der Vergleich zwischen der Simulation und der Messung vermuten lässt, dass die gemessene, sehr hohe, parasitäre Verlustspannung im p-Bereich der LD wirklich der p-GaN-Kontaktschicht (Schicht 1) zugeordnet werden kann. Es kann also vermutet werden, dass bei der realen LD die p-Dotierung noch nicht vollständig aktiviert war.

Der Vollständigkeit halber muss jedoch erwähnt werden, dass durch eine Erhöhung der Al-Konzentration z. B. in der p-AlGaIn-Mantelschicht (Schicht 2) anstatt der Reduzierung der Dotierung während der Simulation eine erhöhte Spannung am Übergang zwischen der p-GaN-Kontaktschicht (Schicht 1) und der p-AlGaIn-Mantelschicht auftritt. Des Weiteren hat der Austausch des Ohm'schen Kontaktes auf der p-Seite durch einen Schottky-Kontakt dazu geführt, dass in der Simulation die gesamte Spannung an diesem Übergang abfällt. Ähnliche Beobachtungen sind auch in der Literatur gemacht worden,

wobei dort unterschiedlich optimierte p-Kontaktmetalle bzw. -schichten [27, 274, 275] und verschiedene Temperschritte [274] makroskopisch untersucht worden sind. Aufgrund der endlichen Auflösung des KPFM-Systems und den fehlenden, exakten realen Schichtdicken kann daher nicht ausgeschlossen werden, dass die gemessene lokale Spannung im p-Bereich nicht nur an der p-GaN-Kontaktschicht, sondern eventuell auch am Heteroübergang zwischen p-GaN/p-AlGaIn oder am Metall/Halbleiter-Übergang auftritt.

Trotzdem hat der Vergleich zwischen der Messung und der Simulation eine gute, qualitative Übereinstimmung ergeben, so dass im Folgenden der Einfluss der Alterung auf die LD mit Hilfe der Simulationen untersucht werden soll. Dafür wurde zuerst die Strom-Spannungs-Charakteristik der LD mit der reduzierten p-Dotierung simuliert (Im Weiteren als frische LD bezeichnet). Das Ergebnis ist im Diagramm der Abbildung 3.24 als durchgezogene, blaue Kurve dargestellt.

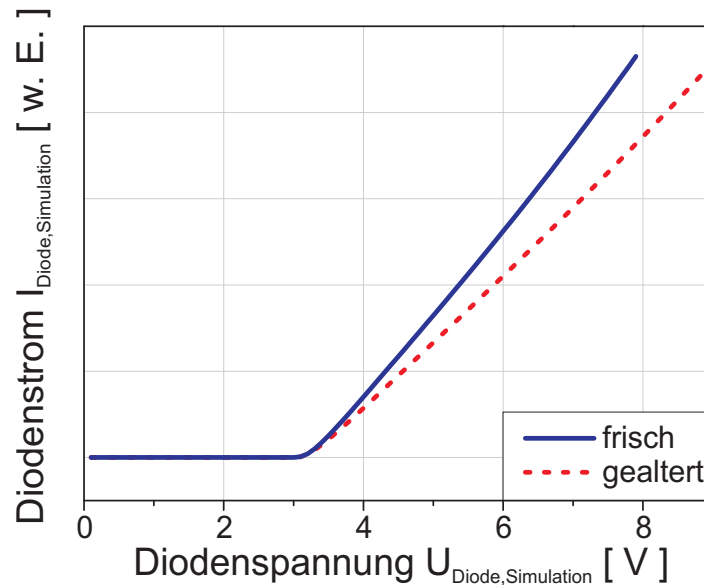


Abbildung 3.24: Simulierte Strom-Spannungs-Kennlinien der frischen (durchgezogene, blaue Kurve) und der gealterten Laserdiode (gepunktete, rote Kurve)

Aufgrund der Analyse von Abbildung 3.23 und den KPFM-Messungen an der gealterten LD (Abb. 3.20) kann eine Änderung der Materialeigenschaften innerhalb des p-dotierten Bereiches durch den Alterungsprozess vermutet werden. Um diesen Einfluss zu testen wurde beispielsweise für die Simulation der gealterten LD für die p-GaN-Kontaktschicht eine Abnahme der Dotierung auf $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ angenommen. Dies wäre beispielsweise

vergleichbar mit einer Mg-Diffusion [31, 32, 276] oder einer Mg-Kompensierung [100, 273]. Die simulierte I - U -Kennlinie ist in der Abbildung 3.24 als gepunktete, rote Kurve dargestellt. Im Vergleich mit der simulierten Kennlinie der frischen LD zeigt sich auch hier, ähnlich wie bei den durchgeführten I - U -Messungen (ab $U_{\text{Diode}} > 5.7$ V in Abb. 3.8), eine Abnahme der Steigung. Das Verhalten der makroskopischen Resultate kann im hohen Spannungsbereich somit sehr gut miteinander verglichen werden.

Die Verläufe der simulierten Potentiale bei konstantem $I_{\text{Diode,Simulation}}$ sind in der Abbildung 3.25 zu finden. Es wurde wieder wie oben beschrieben die Spannung am p-Kontakt mit eingezeichnet. Die blaue Kurve zeigt das Potential der frischen LD quer zum Schichtaufbau und die Rote das Potential der gealterten LD. Beide Kurven liegen größtenteils exakt übereinander und weichen nur wie erwartet im Bereich, in dem die Dotierung in der gealterten LD erniedrigt wurde, voneinander ab. Es kann eine erhöhte, simulierte Spannung in der p-GaN-Kontaktschicht (Schicht 1) detektiert werden. Dieses Verhalten steht in einer guten Übereinstimmung mit den durchgeführten KPFM-Messungen (Abb. 3.20).

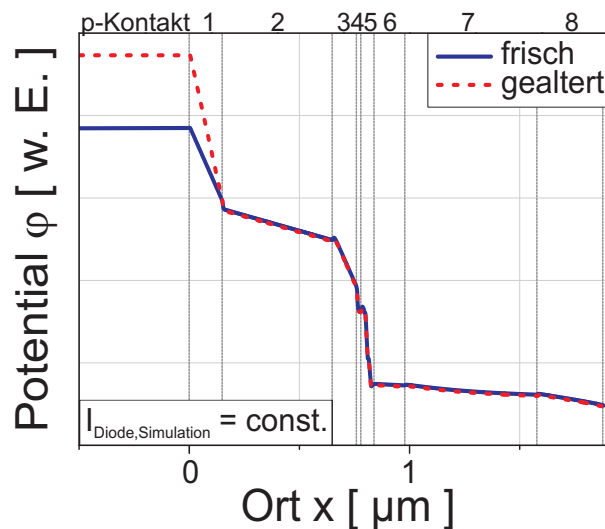


Abbildung 3.25: Simuliertes Potential quer zum Schichtaufbau für die frische (durchgezogene, blaue Kurve) und die gealterte LD (gepunktete, rote Kurve) bei einem konstanten Diodenstrom $I_{\text{Diode,Simulation}}$

Basierend auf diesem Simulationsergebnis kann als eine mögliche Erklärung für das detektierte Alterungsverhalten eine Abnahme der effektiven Dotierung innerhalb der p-GaN-Kontaktschicht während der Alterungsprozedur vorgeschlagen werden. Aus einem Abgleich zwischen den gemessenen und den simulierten Werten müsste sich eine Änderung im Bereich von ca. $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für das gemessene Verhalten einstellen. Eine mögliche Ursache für die Abnahme der p-Dotierung könnte beispielsweise der durch die Epitaxie eingebrachte Wasserstoff sein. Dieser könnte durch Diffusion oder Drift aufgrund des von außen angelegten, elektrischen Feldes die Mg-Dotierstoffe durch Mg-H-Komplexe kompensieren [27]. Eine andere Erklärung basiert z. B. darauf, dass die Versetzungen als Diffusionspfade für die Mg-Atome agieren [31, 276] und es so zu der Abnahme der effektiven Dotierung kommt.

Eine andere Möglichkeit die aufgetretene LD-Alterung zu erklären, wäre z. B. wie oben bereits erwähnt, dass die gemessene Verlustspannung nicht innerhalb der p-GaN-Kontaktschicht auftritt, sondern am Übergang zum p-Kontakt. Das könnte zum einen bedeuten, dass durch die Alterungsprozedur der Metallkontakt gealtert ist. Zum anderen wäre eine Ausbildung einer Dipolschicht oder die Änderung der Oberflächenzustände am Metall/Halbleiter-Übergang denkbar [27]. Beides würde in einer erhöhten, lokalen Spannung resultieren. Des Weiteren würde auch eine Erhöhung der Al-Konzentration in der p-AlGaN-Mantelschicht die lokale Spannung am Heteroübergang zwischen der p-GaN-Kontaktschicht und der p-AlGaN-Mantelschicht erhöhen. Jedoch wurden hierzu in der Literatur keine Anzeichen gefunden, weswegen diese Erhöhung sehr unwahrscheinlich erscheint.

Es kann also festgehalten werden, dass die KPFM-Messungen genauso wie die makroskopischen I - U -Messungen für die Untersuchung der elektrischen LD-Eigenschaften eingesetzt werden können. Jedoch ergeben sich durch diesen Einsatz noch zusätzlich Informationen über die lokale Spannungsverteilung an den einzelnen Schichten. Es hat sich gezeigt, dass die KPFM-Messungen und entsprechende Simulationsrechnungen abgeglichen werden können, wodurch eine lokale Zuordnung von parasitären Verlustspannungen und/oder von Alterungseinflüssen möglich ist.

Kapitel 4

Elektrische Aktivität von V-Defekten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen zu den elektrischen Eigenschaften von V-Defekten in GaN aufgearbeitet. Nachdem der Aufbau der untersuchten Proben vorgestellt wurde, wird der Einfluss von unterschiedlichen Wachstumsparametern, wie z. B. der Schichtdicke, der Wachstumstemperatur und der Dotierung, auf die Ausbildung der V-Defekte geprüft. Der Schwerpunkt der durchgeführten Untersuchungen lag jedoch bei der elektrischen Charakterisierung der V-Defekte in unterschiedlich dotierten InGaN/GaN-Strukturen. Dafür wurden einzelne V-Defekte mit der KPFM und der CAFM studiert, was den Hauptteil dieses Kapitels darstellen wird. Abschließend erfolgt eine ausführliche Diskussion der erzielten Ergebnisse. Basierend darauf wird ein Modell für das elektrische Verhalten der V-Defekte vorgestellt, welches erstmalig die KPFM- **und** die CAFM-Messungen konsistent erklären kann.

4.1 Aufbau der untersuchten InGaN/GaN-Strukturen

Für die Untersuchungen an den V-Defekten mit der KPFM und der CAFM müssen diese an der Oberfläche mit einer Messsonde detektierbar sein. Daher kamen im Rahmen dieser Arbeit InGaN/GaN-Probenserien, die die Ausbildung der V-Defekte bis zur Oberfläche gewähren, zur Anwendung. Da es im Aufbau jedoch keine sehr großen Abweichungen zu typischen LED-Strukturen gibt, können die erzielten Ergebnisse auch auf andere GaN-LED-Proben übertragen werden. Der prinzipielle Schichtaufbau der untersuchten Proben ist in Abbildung 4.1 zu finden.

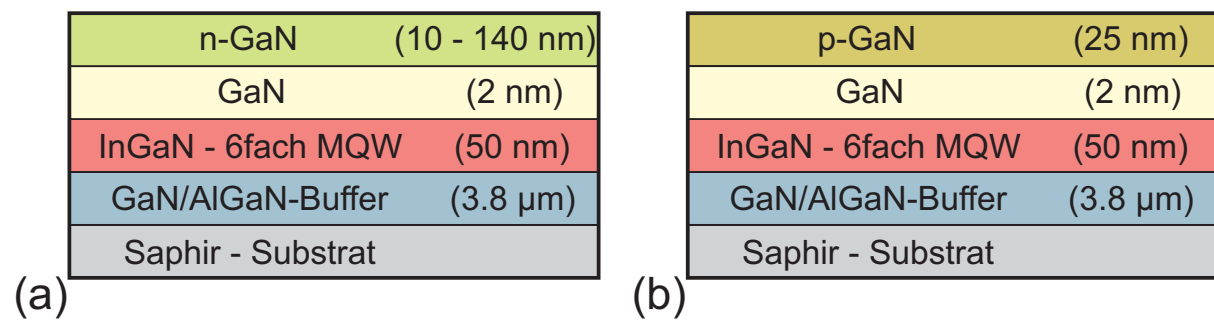


Abbildung 4.1: Prinzipieller Schichtaufbau der untersuchten Proben mit (a) einer n-dotierten Deckschicht, die eine variierende Deckschicht-Dicke (10 nm - 140 nm) und eine variierende Deckschicht-Wachstumstemperatur (800° C - 970° C) hat und (b) einer p-dotierten Deckschicht, die eine Deckschicht-Dicke von 25 nm und eine Deckschicht-Wachstumstemperatur von 960° C hat

Als Substratmaterial wurde bei diesen Proben Saphir verwendet. Zur Reduzierung der Gitterfehlanpassung zwischen dem Saphir-Substrat und den folgenden GaN-Schichten wurde als erstes ein GaN/AlGaN-Buffer für eine optimale Gitteranpassung auf dem Substrat aufgebracht. Zudem verbessert dieser Buffer die elektrischen LED-Eigenschaften und regt außerdem die V-Defekt-Bildung an. Aufbauend darauf folgt der 6fach InGaN-MQW. Abgedeckt werden die Proben durch eine sehr dünne, undotierte GaN-Schicht und einer Deckschicht, welche in der Dicke und der Dotierung variiert. Die genauen Dicken und Dotierungen der einzelnen Schichten können aus der Abbildung 4.1 entnommen werden. Die n-Dotierung wurde mit Silizium und die p-Dotierung mit Magnesium realisiert.

Hierbei lag die nominelle Dotierstoffkonzentration für die n- und die p-Dotierung bei etwa $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Zwar wird die V-Defekt-Bildung durch die Indium-haltigen Schichten angeregt, die weitere Entwicklung und die elektrischen Eigenschaften der einzelnen Defekte werden aber höchstwahrscheinlich durch die nachfolgenden, abdeckenden Schichten bestimmt. Infolgedessen wurden die Wachstumsparameter der Deckschicht (Dicke, Temperatur und Dotierung) gezielt in den einzelnen Proben variiert. Die einzelnen Proben haben zum einen eine n-dotierte Deckschicht, wobei die Deckschicht bei 3 Proben mit einer identischen Wachstumstemperatur von $T_{\text{Deckschicht}}=950^\circ \text{ C}$, aber mit einer unterschiedlichen Dicke von $d_{\text{Deckschicht}}=10 \text{ nm}$ (Probe A), $d_{\text{Deckschicht}}=40 \text{ nm}$ (Probe B) und $d_{\text{Deckschicht}}=140 \text{ nm}$ (Probe C) hergestellt wurde. Zwei weitere Proben haben eine identische Deckschicht-Dicke von $d_{\text{Deckschicht}}=140 \text{ nm}$, aber eine unterschiedliche Deckschicht-Wachstumstemperatur von $T_{\text{Deckschicht}}=800^\circ \text{ C}$ (Probe D) und $T_{\text{Deckschicht}}=970^\circ \text{ C}$ (Probe E). Zum anderen hat eine Probe eine p-dotierte Deckschicht mit einer Dicke von $d_{\text{Deckschicht}}=25 \text{ nm}$ und eine Deckschicht-Wachstumstemperatur von $T_{\text{Deckschicht}}=960^\circ \text{ C}$ (Probe F). Die Tabelle 4.1 fasst die wichtigsten Parameter der einzelnen Proben noch einmal zusammen.

Tabelle 4.1: Übersicht über die V-Defekt-Proben

Deckschicht-Wachstumsparameter	Probe A	Probe B	Probe C	Probe D	Probe E	Probe F
Dicke	10 nm	40 nm	140 nm	140 nm	140 nm	25 nm
Temperatur	950° C	950° C	950° C	800° C	970° C	960° C
Dotierung	n-Dotierung	n-Dotierung	n-Dotierung	n-Dotierung	n-Dotierung	p-Dotierung

Für die elektrischen Messungen wurden gezielt einzelne Bereiche der Strukturen thermisch zerstört, so dass ein Ohm'scher Widerstand zum GaN/AlGaIn-Buffer unterhalb des MQWs entstand (Beschreibung des genauen Prozesses siehe [277]). Durch diese Vorgehensweise konnte der Buffer als Rückseitenkontakt für alle durchgeführten Messungen verwendet werden (Abb. 4.2).

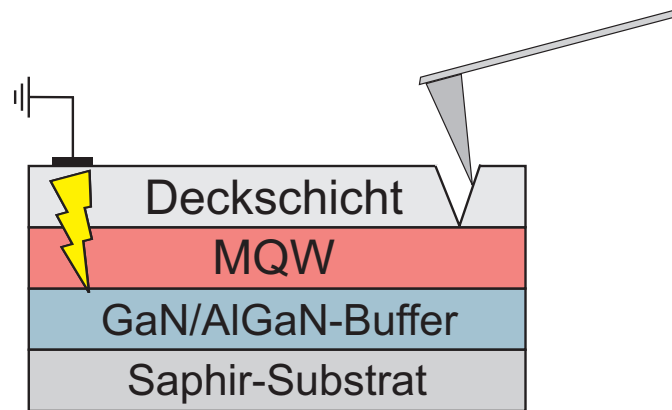


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Rückseitenkontaktierung

4.2 Ausbildung der V-Defekte

Zum besseren Verständnis der V-Defektbildung werden im Folgenden die Oberflächen der Proben A-F mit dem RKM untersucht. Mittels Topographie-Messungen kann so der Einfluss der unterschiedlichen Wachstumsparameter auf die Ausbildung der V-Defekte bezüglich Durchmesser, Anzahl und Verteilung systematisch analysiert werden.

4.2.1 Variation der Deckschichtdicke

Zuerst soll die Oberflächentopographie der Proben A-C untersucht werden. Die typischen 2D-Topographieaufnahmen dieser Proben sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Bei diesen Proben war die Deckschicht-Wachstumstemperatur immer 950°C , während die Deckschicht-Dicke von 10 nm (Abb. 4.3a) und 40 nm (Abb. 4.3b) auf 140 nm (Abb. 4.3c) ansteigt. Alle Aufnahmen zeigen dabei die für GaN charakteristische Oberflächentopographie von atomaren Stufen und Terrassen. Die schwarzen Punkte in den Messungen sind V-Defekte, welche aufgrund ihres Durchmessers in zwei Gruppen (Große und Kleine) aufgeteilt werden können. Die in den Grundlagen des Kapitels 1.1.4 beschriebene sechseckige Form der V-Defekte kann besonders bei dem großen V-Defekt in der Abbildung 4.3c wiedergefunden werden.

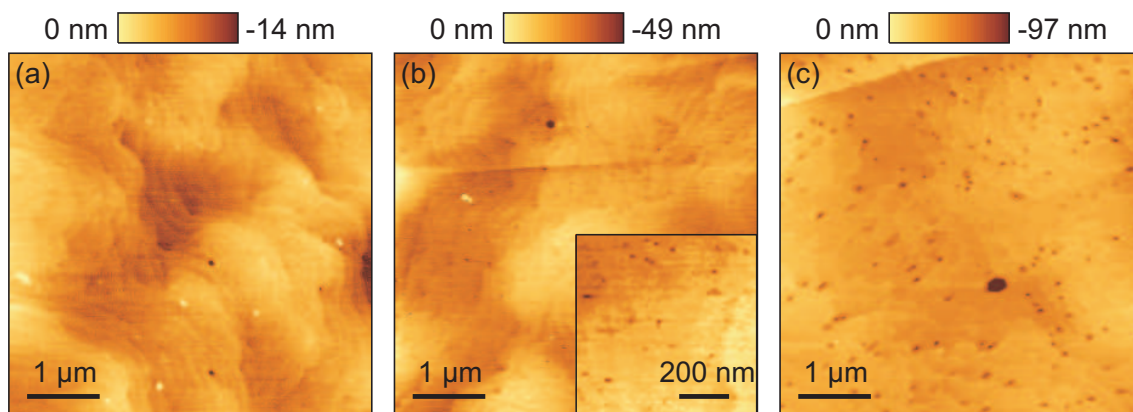


Abbildung 4.3: 2D-Topographieaufnahmen der Proben mit einer Deckschicht-Wachstumstemperatur von 950°C und einer unterschiedlichen Deckschicht-Dicke von (a) 10 nm (Probe A), (b) 40 nm (Probe B) und (c) 140 nm (Probe C). Der Inset in Bild (b) zeigt eine vergrößerte Topographieaufnahme von Probe B.

Bei diesen drei Proben liegt die Dichte der großen V-Defekte im Bereich von $<1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Die kleinen V-Defekte sind aufgrund der endlichen Auflösung des verwendeten RKM-Systems schwieriger zu detektieren. Daher sind in Probe A (Abb. 4.3a) die kleinen Defekte bedingt durch die geringe Deckschicht-Dicke nicht zu identifizieren. Die Dichte der kleinen Löcher in der Probe B (Abb. 4.3b) liegt im Bereich von $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 4.4a). Deutlich erkennbar sind diese Löcher im Inset von Abbildung 4.3b, welches eine vergrößerte Topographieaufnahme der Probe B zeigt. In Probe C (Abb. 4.3c) hat die Dichte der kleinen Löcher einen ähnlichen Wert von ungefähr $8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 4.4a).

Die Auswertungen der Messungen in Abbildung 4.4 zeigen deutlich, dass der Durchmesser der V-Defekte mit steigender Deckschicht-Dicke zunimmt (Abb. 4.4b) [278, 279]. Die Anzahl der V-Defekte bleibt jedoch in allen Proben sehr ähnlich mit einer Dichte von $<1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ für die großen und $\sim 9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ für die kleinen Löcher (Abb. 4.4a).

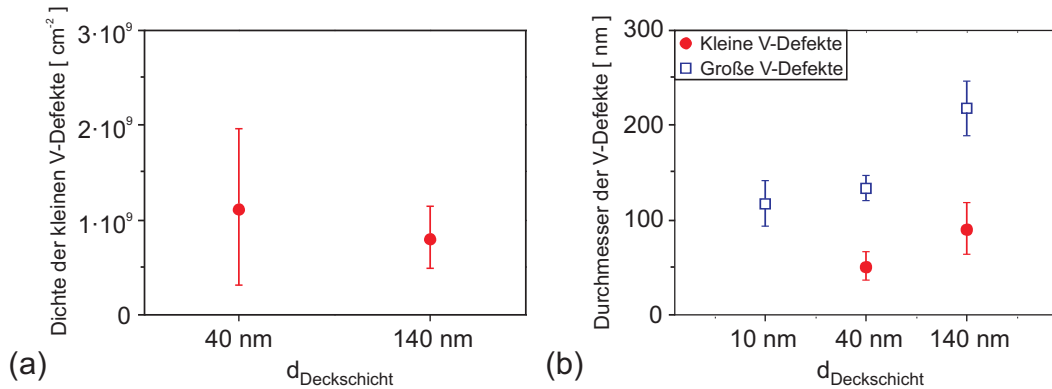


Abbildung 4.4: Einfluss der Deckschicht-Dicke $d_{\text{Deckschicht}}$: (a) Dichte der kleinen V-Defekte und (b) Durchmesser der kleinen (rote, ausgefüllte Kreise) und der großen (blaue, offene Quadrate) V-Defekte in Abhängigkeit der Deckschicht-Dicke. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung aller ausgewerteten Daten wieder.

4.2.2 Variation der Wachstumstemperatur

Nachdem der Einfluss der Deckschicht-Dicke auf die Ausbildung der V-Defekte geklärt ist, soll als nächstes der Einfluss der Deckschicht-Wachstumstemperatur auf die V-Defekt-Bildung untersucht werden. Für diesen Zweck werden typische 2D-Topographieaufnahmen der Proben C-E analysiert (Abb. 4.5). Bei diesen Proben ist die Deckschicht immer 140 nm

dick, während die Deckschicht-Wachstumstemperatur von 800° C (Abb. 4.5a) auf 950° C (Abb. 4.5b) und 970° C (Abb. 4.5c) ansteigt. In allen Aufnahmen zeigen sich wieder die typische Oberflächentopographie und die V-Defekte. Die Gesamtdichte von großen und kleinen V-Defekten startet in Probe D mit $1.1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 4.5a). Die steigende Wachstumstemperatur resultiert bei Probe C in einer reduzierten Defektdichte von $8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 4.5b) und in einer Defektdichte von $4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ in Probe E (Abb. 4.5c).

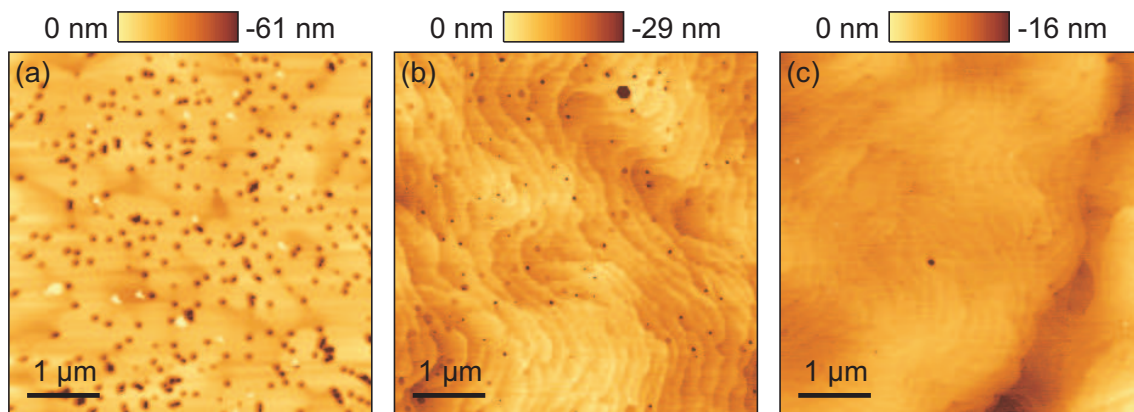


Abbildung 4.5: 2D-Topographieaufnahmen der Proben mit einer Deckschicht-Dicke von 140 nm und einer unterschiedlichen Deckschicht-Wachstumstemperatur von (a) 800° C (Probe D), (b) 950° C (Probe C) und (c) 970° C (Probe E)

Die Abbildung 4.6 zeigt die Höhe der Gesamtdefektdichte abhängig von der Deckschicht-Wachstumstemperatur. Diese Auswertung führt zu dem Fazit, dass die V-Defekt-Dichte mit einer ansteigenden Wachstumstemperatur abnimmt [278] und steht damit in guter Übereinstimmung mit der Literatur [280].

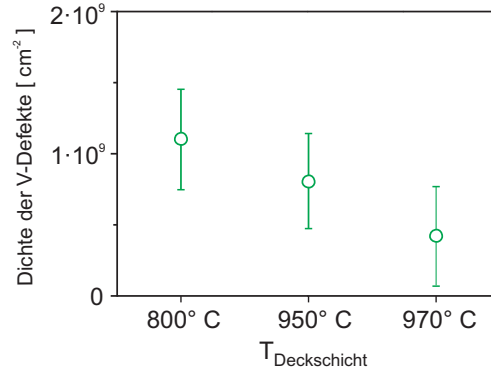


Abbildung 4.6: Einfluss der Deckschicht-Wachstumstemperatur $T_{\text{Deckschicht}}$: Gesamtdichte der großen und kleinen V-Defekte in Abhängigkeit der Deckschicht-Wachstumstemperatur. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung aller ausgewerteten Daten wieder.

4.2.3 Variation der Dotierung

Als Letztes soll der Einfluss der Dotierung auf die Ausbildung der V-Defekte untersucht werden. Dazu werden in den Abbildungen 4.7a und b die Topographiefotografien von zwei unterschiedlich dotierten Proben verglichen. In Bild (a) ist Probe B mit der n-dotierten Deckschicht und einer Deckschicht-Dicke von $d_{\text{Deckschicht}}=40$ nm gezeigt und in Bild (b) ist die Probe F mit der p-dotierten Deckschicht mit $d_{\text{Deckschicht}}=25$ nm zu sehen. Aufgrund der dünneren Deckschicht der Probe F ist der Durchmesser der V-Defekte in Bild (b) kleiner als der V-Defekt-Durchmesser der Probe B in Bild (a).

Die Gesamtdefektdichte der Probe B liegt im Bereich von $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ und bei der Probe F aufgrund der etwas erhöhten Deckschicht-Wachstumstemperatur von 960° C im Bereich von $7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Der mittlere Durchmesser der V-Defekte beträgt bei der Probe B etwa 136 nm und etwa 127 nm bei der Probe F. Der Unterschied der Gesamtdefektdichte und des V-Defekt-Durchmessers kann durch die nicht ganz einheitlichen Wachstumsparameter der Probe B und F erklärt werden. Da ansonsten keine Abweichungen zwischen den unterschiedlich dotierten Proben gefunden wurden, scheint die V-Defekt-Bildung in den n- und p-dotierten Proben vergleichbar zu sein [278].

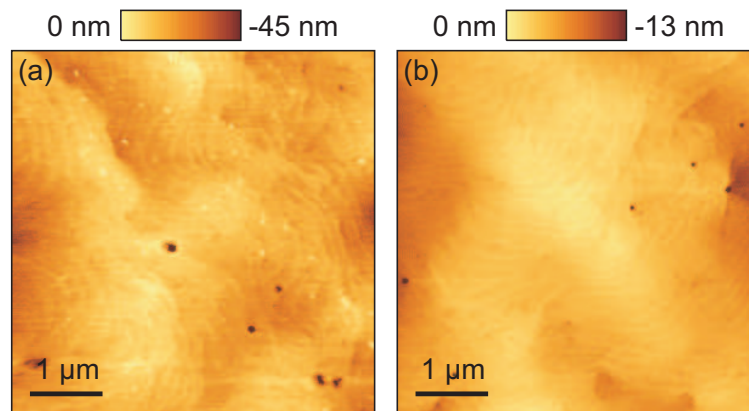


Abbildung 4.7: 2D-Topographieaufnahmen der Proben mit (a) einer n-dotierten Deckschicht (Probe B) und (b) einer p-dotierten Deckschicht (Probe F)

4.3 Elektrische Untersuchungen an V-Defekten in n-dotierter Deckschicht

In Kapitel 4.2 wurde die Ausbildung der V-Defekte topographisch untersucht, wobei die unterschiedlichen Einflüsse durch die Wachstumsparameter (Dicke, Wachstumstemperatur, Dotierung) eingehend diskutiert worden sind. Zwar kann die Größe und die Anzahl der V-Defekte in den Proben durch den Wachstumsprozess variiert werden, die Ursache für die Bildung scheint jedoch in allen Proben gleich zu sein und durch den Wachstumsprozess nicht verändert zu werden. Daher sollten die elektrischen Eigenschaften der V-Defekte in den jeweiligen Probenserien vergleichbar sein, so dass die Untersuchungsergebnisse an exemplarischen Strukturen auch auf andere GaN-Proben mit V-Defekten übertragen werden können.

4.3.1 Lokale Potentialverteilung

Zuerst wird eine exemplarische Probe mit einer n-dotierten Deckschicht untersucht. Es wurde die Probe C ausgewählt, da sich bei ihr aufgrund der gewählten Wachstumsparameter die größten V-Defekt-Durchmesser ausgebildet haben und sich somit hervorragend zur orts aufgelösten Untersuchung eignen. Eine typische Topographieaufnahme dieser Probe ist in Abbildung 4.8a dargestellt.

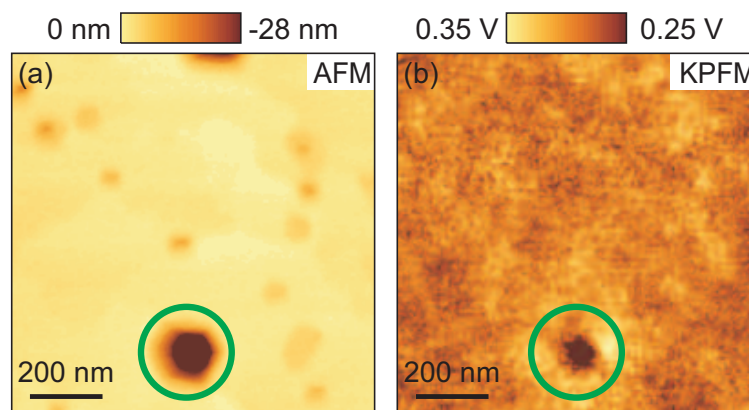


Abbildung 4.8: (a) 2D-Topographieaufnahme der Probe C (n-dotierte Deckschicht) und (b) 2D-Aufnahme der Kelvin Spannung im selben Bereich

Die dunklen Stellen in dieser Aufnahme sind V-Defekte mit unterschiedlichen Durchmessern. Da die kleinen V-Defekte für detaillierte Messungen zu klein sind, werden sich die folgenden Analysen auf den großen V-Defekt (gekennzeichnet durch den grünen Kreis) konzentrieren. Die Abbildung 4.8b zeigt die Kelvin Spannung vom selben Bereich. Die mittlere Kelvin Spannung beträgt für alle Proben mit einer n-dotierten Deckschicht mehr als 0.3 V. Das schwarze Gebiet, welches durch den Kreis markiert ist, zeigt einen ausgeprägten Abfall der Kelvin Spannung innerhalb des V-Defektes. Dieser Abfall steht laut Gleichung 2.12 für einen Anstieg der Austrittsarbeit im V-Defekt.

4.3.2 Lokale Stromverteilung

Als Ergänzung zu den KPFM-Messungen ist besonders der Vergleich mit dem lokalen Stromfluss interessant, da so weitere Informationen über die lokalen elektrischen Eigenschaften der V-Defekte zur Verfügung stehen. Die CAFM-Messungen im Bereich des selben V-Defektes der Abbildung 4.8a sind in der Abbildung 4.9 dargestellt, wobei hier die angelegte Spannung U_{CAFM} an der Spitze bei der Messung in Bild (a) -6.5 V und in Bild (b) +2 V betrug.

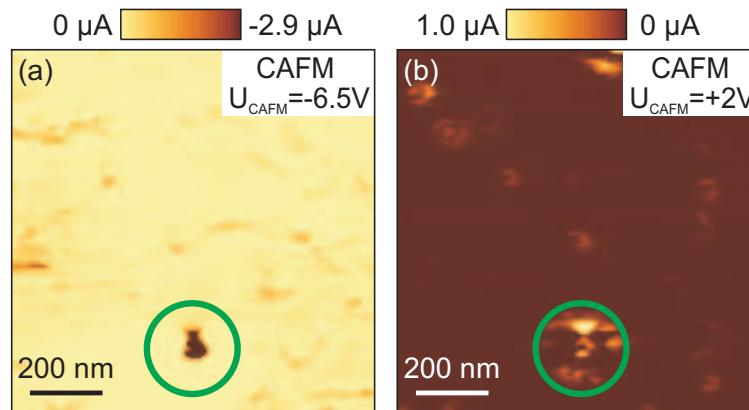


Abbildung 4.9: 2D-Stromverteilung über den Bereich der Topographie aus der Abbildung 4.8a mit einer angelegten Spannung von (a) $U_{\text{CAFM}} = -6.5 \text{ V}$ und (b) $U_{\text{CAFM}} = +2 \text{ V}$

Die dunklen Stellen in Abbildung 4.9a spiegeln dabei einen erhöhten, negativen Strom wieder und können eindeutig den V-Defekten in der Topographieaufnahme (Abb. 4.8a) zugeordnet werden. Das dunkelste Gebiet, welches auf den betragsmäßig höchsten Strom

deutet, ist durch den Kreis markiert und stimmt somit mit der Position des großen V-Defektes überein. Die Abbildung 4.9b zeigt eine CAFM-Messung im selben Bereich, wobei jedoch die angelegte Spannung umgepolt wurde. Die hellen Gebiete weisen diesmal auf einen erhöhten, positiven Strom hin. Im Kreis zeigt sich ein deutlicher asymmetrischer Stromfluss an den Kanten und innerhalb des großen V-Defektes.

4.3.3 Diskussion der experimentellen Daten

Für eine aussagekräftige Analyse der elektrischen Eigenschaften der V-Defekte in einer n-dotierten Deckschicht sind in Abbildung 4.10 charakteristische Linienmessungen der Probe C unter unterschiedlichen Konditionen aufgetragen.

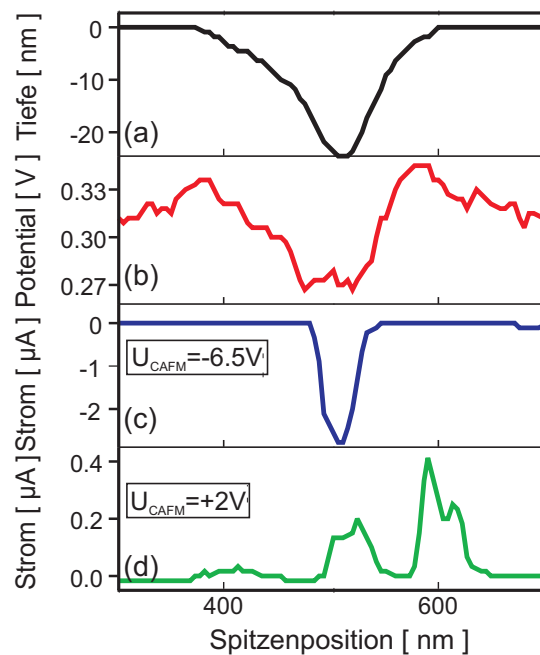


Abbildung 4.10: Linienmessungen an einem einzelnen V-Defekt der Probe C: (a) Topographie-Messung, (b) Kelvin Spannung, (c) Stromverteilung bei $U_{\text{CAFM}} = -6.5 \text{ V}$ und (d) Stromverteilung bei $U_{\text{CAFM}} = +2.0 \text{ V}$

Die Linienmessung in Bild (a) zeigt eine Topographieaufnahme quer zu einem typischen, großen V-Defekt. Der Durchmesser des Loches beträgt etwa 200 nm. Da die Tiefe durch die Geometrie der Messspitze verfälscht wird, ist diese Angabe kein verlässlicher Wert

und wird daher hier nicht ausgewertet. Die Linienmessung der Kelvin Spannung im selben Bereich ist in der Abbildung 4.10b zu sehen. Die Spannung nimmt innerhalb des V-Defektes um etwa 60 mV ab, was sich mit dem oben erwähnten Anstieg der Austrittsarbeit deckt. Die Linienmessungen der Stromverteilung sind in den Abbildungen 4.10c und d für die angelegten Spannung $U_{\text{CAFM}}=-6.5$ V und $U_{\text{CAFM}}=+2$ V dargestellt. Für die negative Spannung steigt der Strom nur innerhalb des V-Defektes an, wobei hier ein Strom von $-2.9 \mu\text{A}$ abgelesen werden kann. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei der positiven Spannung ein asymmetrischer Stromfluss an den Kanten und innerhalb des V-Defektes. In der Literatur wird diese Asymmetrie des Stromflusses einem schlechten elektrischen Kontakt zwischen der Spitze und der Probe aufgrund einer zu hohen Rastergeschwindigkeit zugeschrieben [63].

Für den Fall der n-dotierten Deckschicht kann somit zunächst festgehalten werden, dass die V-Defekte zum einen eine erhöhte Austrittsarbeit und zum anderen einen erhöhten Stromfluss im Vergleich zu der [0001]-Oberfläche aufweisen.

4.4 Elektrische Untersuchungen an V-Defekten in p-dotierter Deckschicht

Nachdem sich das Kapitel 4.3 mit dem lokalen Potentialverlauf und dem lokalen Stromfluss im Bereich der V-Defekte der n-dotierten Deckschicht befasst hat, sollen in diesem Kapitel die lokalen elektrischen Eigenschaften der V-Defekte in einer p-dotierten Deckschicht erforscht werden. Für die Bestimmung dieser Eigenschaften werden die KPFM und die CAFM an der Probe F eingesetzt.

4.4.1 Lokale Potentialverteilung

Abbildung 4.11a zeigt eine typische Topographieaufnahme der Probe F. Die eingezeichneten Kreise deuten auf die Positionen von drei großen, charakteristischen V-Defekten hin. Die Kelvin Spannung des selben Bereiches ist in Abbildung 4.11b zu sehen. Genau wie bei der Probe mit der n-dotierten Deckschicht nimmt die Kelvin Spannung innerhalb der V-Defekte (dunkle Bereiche in den Kreisen) ab, was wieder eine Erhöhung der lokalen Austrittsarbeit bedeutet (Gl. 2.12). Jedoch ist diesmal die mittlere Kelvin Spannung aller p-dotierten Proben negativ (weniger als -0.7 V). Dies kann jedoch relativ einfach durch die unterschiedliche Position der Fermi-niveaus und daher mit der unterschiedlichen Austrittsarbeit von n- und p-dotierten Materialien mit der selben Komposition (hier: GaN) erklärt werden.

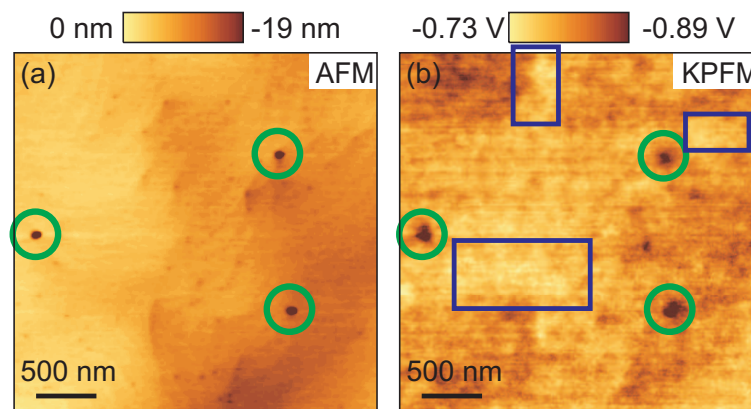


Abbildung 4.11: (a) 2D-Topographieaufnahme der Probe F (p-dotierte Deckschicht) und (b) 2D-Aufnahme der Kelvin Spannung im selben Bereich

4.4.2 Lokale Stromverteilung

Auch bei den Proben mit der p-dotierten Deckschicht wurde ergänzend zu den Potentialmessungen die Verteilung des Stromflusses an den selben V-Defekten analysiert. Abbildung 4.12 zeigt Messungen der lokalen Stromverteilung für die angelegten Spannungen $U_{\text{CAFM}} = -6$ V (Abb. 4.12a), $U_{\text{CAFM}} = -6.5$ V (Abb. 4.12b) und $U_{\text{CAFM}} = -7$ V (Abb. 4.12c) im Bereich der Probe aus Abbildung 4.11a. Überraschenderweise kann in allen Messungen ein reduzierter Stromfluss innerhalb der V-Defekte, deren Positionen durch die Kreise markiert sind, gefunden werden. Dies steht im klaren Kontrast zu den Ergebnissen der Probe C mit der n-dotierten Deckschicht (Kap. 4.3.2), aber stimmt mit den Resultaten aus [65] an p-dotierten GaN-Strukturen überein.

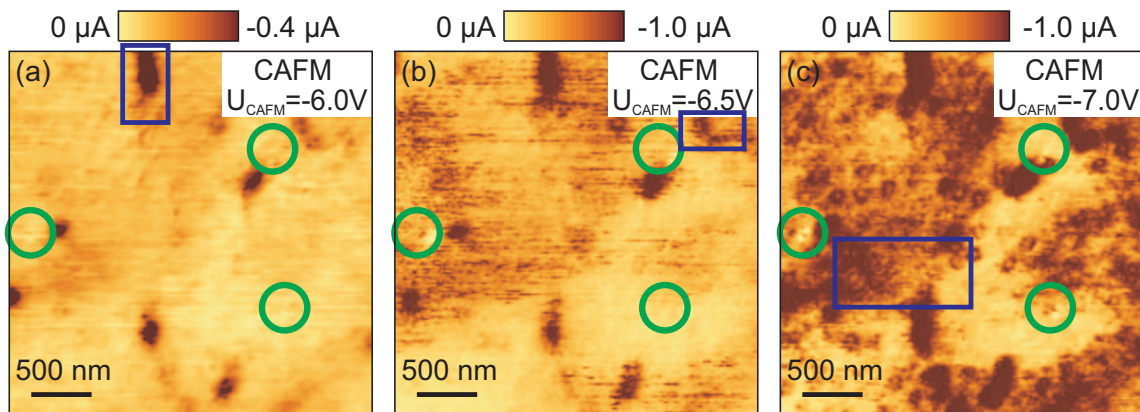


Abbildung 4.12: 2D-Stromverteilung über den Bereich der Topographie aus der Abbildung 4.11a mit einer angelegten Spannung von (a) $U_{\text{CAFM}} = -6$ V, (b) $U_{\text{CAFM}} = -6.5$ V und (c) $U_{\text{CAFM}} = -7$ V

Die Strompfade, welche durch die dunklen Bereiche in der Abbildung 4.12a gekennzeichnet sind (z. B. markiert durch das Quadrat), treten ausschließlich außerhalb der V-Defekte auf. Durch die Erhöhung der angelegten Spannung (Abb. 4.12b und c) verstärkt sich der Stromfluss und dies besonders in den Gebieten, wo die Kelvin Spannung weniger negativ ist (beispielsweise markiert durch die Quadrate in den Abb. 4.11b und 4.12), d. h. auf jeden Fall außerhalb der V-Defekte. Bei dieser Probe konnte zudem bei einer positiven Spannung bis +15 V kein nennenswerter Stromfluss gemessen werden.

4.4.3 Diskussion der experimentellen Daten

Für eine detailliertere Auswertung der lokalen Eigenschaften der V-Defekte in einer p-dotierten Deckschicht werden wiederum Linienmessungen herangezogen. Abbildung 4.13a zeigt hierzu eine exemplarische Messung eines V-Defektes, wohingegen die Abbildung 4.13d eine defektfreie Region präsentiert. Im Gegensatz zum V-Defekt der Probe C in Abbildung 4.10a hat der V-Defekt in dieser Messung einen Durchmesser von nur ungefähr 120 nm, was jedoch durch die dünnere Deckschicht der Probe F erklärt werden kann. Die Linienmessung in der Abbildung 4.13b zeigt eine reduzierte Kelvin Spannung in der Region des V-Defektes, was wiederum aus einer Erhöhung der Austrittsarbeit im V-Defekt resultiert. Der Spannungsdifferenz beträgt hier etwa 100 mV, während die Kelvin Spannung im defektfreien Gebiet keine systematische Variation zeigt (Abb. 4.13e).

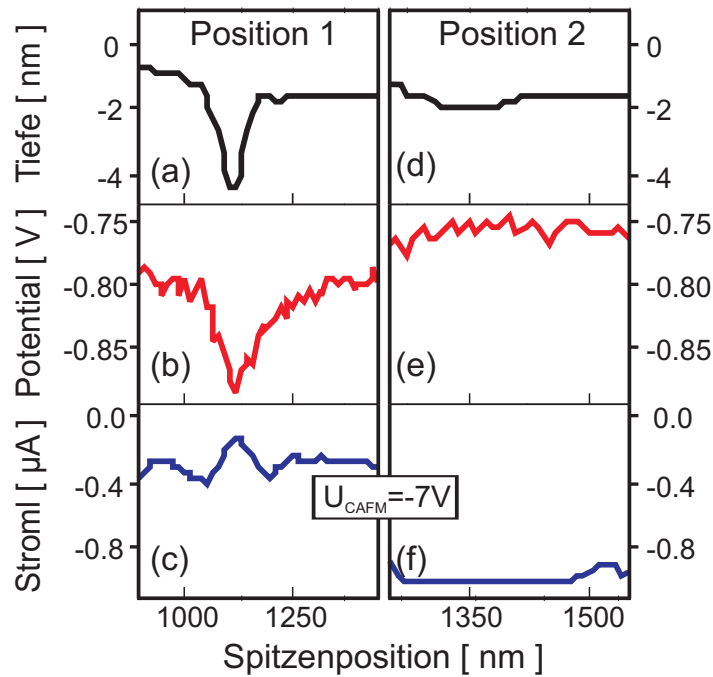


Abbildung 4.13: Linienmessungen an zwei verschiedenen Positionen der Probe F: (a) Topographie-Messung an einem V-Defekt, (b) Kelvin Spannung und (c) Stromverteilung bei $U_{\text{CAFM}} = -7$ V desselben V-Defektes. (d) Topographie-Messung eines defektfreien Bereiches, (e) Kelvin Spannung und (f) Stromverteilung bei $U_{\text{CAFM}} = -7$ V desselben defektfreien Bereiches.

Eine typische Linienmessung der Stromverteilung im Gebiet eines V-Defektes ist für eine Spannung von $U_{\text{CAFM}} = -7$ V in der Abbildung 4.13c aufgezeigt. Es ist klar ersichtlich, dass die Amplitude des Stromes innerhalb des V-Defektes minimal ist. Wie bereits in den Abbildungen 4.12b und c gezeigt, gibt es jedoch Gebiete außerhalb der Defekte, in denen die Amplitude des Stromes ansteigt (Abb. 4.13f).

Es kann also zusammengefasst werden, dass für den Fall einer p-dotierten Deckschicht genauso wie auch für den Fall der n-dotierten Deckschicht die V-Defekte eine erhöhte Austrittsarbeit im Bezug zu der [0001]-Oberfläche aufweisen. Der lokale Stromfluss über der p-dotierten Deckschicht zeigt jedoch im Vergleich mit der n-dotierten Probe genau das umgekehrte Verhalten und zwar einen reduzierten Stromfluss im V-Defekt.

4.5 Modell zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens von V-Defekten

Für eine Erklärung der erzielten Ergebnisse aus Kapitel 4.3 und 4.4 wird im Folgenden die Definition der Halbleiter-Austrittsarbeit ϕ aus der Gleichung 2.3 genauer betrachtet.

Aus dieser Zusammensetzung ergibt sich, dass die mit der KPFM gemessene Zunahme der Austrittsarbeit innerhalb der V-Defekte prinzipiell durch eine Erhöhung von ΔE_F , was die Energiedifferenz zwischen der Leitungsbandunterkante und dem Fermi-niveau beschreibt, verursacht werden könnte (Abb. 4.14). Der Grund für diese Erhöhung können z. B. lokale Akzeptor-ähnliche Zustände [60] oder eine Variation der lokalen Dotierstoffkonzentration [32] sein.

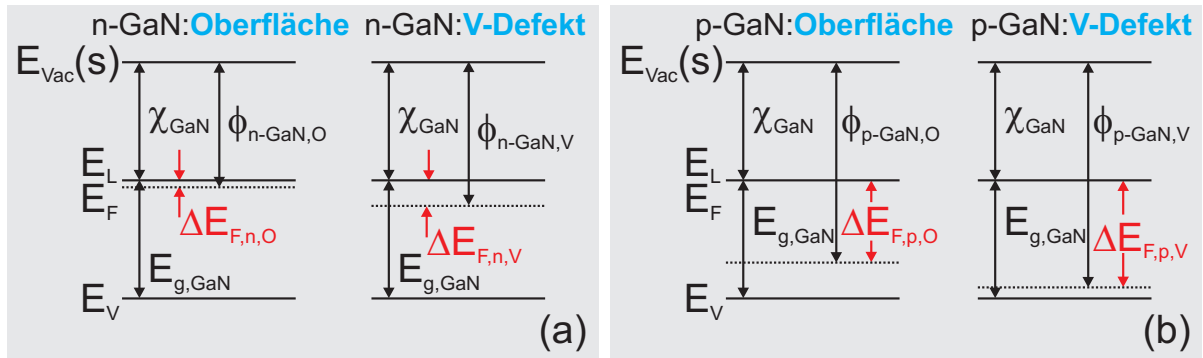


Abbildung 4.14: Schematische Bänderdiagramme mit variierendem ΔE_F von (a) einer n-dotierten GaN-Oberfläche und einem V-Defekt von der n-dotierten Probe und (b) einer p-dotierten GaN-Oberfläche und einem V-Defekt von der p-dotierten Probe. Beide Fälle gehen von der Annahme aus, dass die erhöhte Austrittsarbeit im V-Defekt durch eine Erhöhung von ΔE_F verursacht wird.

Für die Probe C mit der n-dotierten Deckschicht würde die Erhöhung von ΔE_F ($\Delta E_{F,n,O} < \Delta E_{F,n,V}$) zu einer Elektronenverarmung innerhalb der V-Defekte führen (Abb. 4.14a) und folglich würde ein reduzierter Strom erwartet. Für die Probe F mit der p-dotierten Deckschicht würde dieser Umstand ($\Delta E_{F,p,O} < \Delta E_{F,p,V}$) in einer Anreicherung der Löcherdichte resultieren (Abb. 4.14b), wodurch ein erhöhter Strom in den V-Defekten auftreten sollte. Jedoch stehen diese Erwartungen im krassen Gegensatz zu den durchgeführten CAFM-Messungen (Kap. 4.3.2 und 4.4.2) und zu den Ergebnissen

aus der Literatur [62, 63], so dass eine Änderung von ΔE_F nicht als Erklärung für die erhöhte Austrittsarbeit im V-Defekt angesetzt werden kann.

Die selben Argumente, die für die Änderung von ΔE_F eingeführt worden sind, können ebenso für die Annahme verwendet werden, dass sich die Oberflächenbandverbiegung $\Delta\phi_i$ innerhalb der V-Defekte ändert (Abb. 4.15). In einer n-dotierten Probe (Abb. 4.15a) würde die größere Austrittsarbeit innerhalb der V-Defekte zu einer erhöhten Verarmung von Elektronen führen ($\Delta\phi_{n,O} < \Delta\phi_{n,V}$). Im Fall einer p-dotierten Probe (Abb. 4.15b) würde sich die Bandverbiegung im V-Defekt reduzieren ($\Delta\phi_{p,O} > \Delta\phi_{p,V}$), wodurch es zu einer Anreicherung von Löchern kommen würde. Da diese Annahmen wieder im Konflikt mit den Ergebnissen der CAFM-Messungen (Kap. 4.3.2 und 4.4.2) stehen, kann eine Änderung von $\Delta\phi_i$ auch nicht als Erklärung für die gemessenen Daten herangezogen werden.

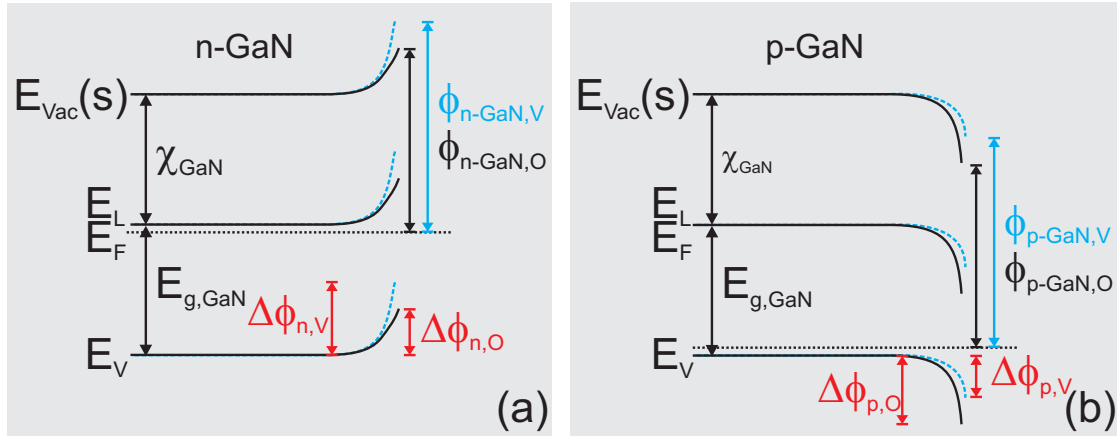


Abbildung 4.15: Schematische Bänderdiagramme mit variierendem $\Delta\phi_i$ von (a) einer n-dotierten GaN-Oberfläche (durchgezogene, schwarze Linie) und einem V-Defekt von der n-dotierten Probe (gestrichelte, blaue Linie) und (b) einer p-dotierten GaN-Oberfläche (durchgezogene, schwarze Linie) und einem V-Defekt von der p-dotierten Probe (gestrichelte, blaue Linie). Beide Fälle gehen von der Annahme aus, dass die erhöhte Austrittsarbeit im V-Defekt durch eine Änderung von $\Delta\phi_i$ verursacht wird.

Einen weiteren Erklärungsansatz bieten die Experimente aus [63], in denen die Ursache für den erhöhten Strom innerhalb der V-Defekte von n-dotierten Proben durch eine Variation der Oxidschichtdicke beschrieben wird. Als Grund für den erhöhten Strom wird eine dünnere, isolierende Oxidschicht in den V-Defekten im Vergleich zu der Oxidschicht

auf der Oberfläche angegeben. Die dünnere Oxidschicht könnte somit den erhöhten Strom innerhalb der V-Defekte der Probe C (Kap. 4.3.2) erklären. Für die Erklärung der lokalen Stromverteilung über der p-dotierten Probe (Kap. 4.4.2) müsste jedoch eine dickere Oxidschichtdicke innerhalb der V-Defekte angenommen werden. Dass aber die V-Defekte in einer n-dotierten Probe mit einem dünneren Oxid und bei einer p-dotierten Probe mit einem dickeren Oxid in Bezug zur Oberfläche bedeckt sind, erscheint sehr unwahrscheinlich.

Die oben vorgestellten Erklärungsansätze können die hier erzielten Ergebnisse aus den Kapiteln 4.3 und 4.4 nicht ausreichend bzw. gar nicht erklären. Daher wurde im Rahmen dieser Dissertation erstmalig ein Modell erarbeitet, welches die KPFM- und CAFM-Messungen an einzelnen V-Defekten in n- und p-dotierten Proben vollständig und einheitlich erklären kann. Dieses Modell basiert auf einer erhöhten Elektronenaffinität χ der V-Defekte in Bezug zu der [0001]-Oberfläche [281].

Mit der Annahme der erhöhten Elektronenaffinität in den V-Defekten ($\chi_{\text{GaN,V}} > \chi_{\text{GaN,O}}$) wird für die n- und die p-dotierte Deckschicht eine erhöhte Austrittsarbeit in den V-Defekten erwartet. (Das gemessene Vakuumniveau $E_{\text{Vac}}(s)$ liegt nicht im Unendlichen wie E_{Vac} , wodurch es noch vom Potential des Festkörpers beeinflusst werden kann. Daher kann $E_{\text{Vac}}(s)$ nicht als unveränderliches Referenzniveau genutzt werden [282]. Durch diese Tatsache können auch für einen Festkörper mit einem konstantem Fermi-niveau aufgrund von unterschiedlichen Oberflächenpotentialen verschiedene Elektronenaffinitäten gemessen werden.) Deutlich wird dieser Zusammenhang aus dem Vergleich der Abbildung 4.16a mit 4.16b und dem Vergleich zwischen der Abbildung 4.17a und 4.17b. Diese erhöhte Austrittsarbeit würde für beide Proben-Typen in einer reduzierten Kelvin Spannung innerhalb der V-Defekte resultieren, was in Übereinstimmung mit den KPFM-Messungen aus den Kapiteln 4.3.1 und 4.4.1 steht.

Für die Diskussion der entsprechenden CAFM-Ergebnisse (Kap. 4.3.2 und 4.4.2) werden die Bänderdiagramme der n- und der p-dotierten Probe in den Abbildungen 4.16 und 4.17 herangezogen. Die Werte der Bandlücke $E_{\text{g,GaN}}=3.4$ eV und der Elektronenaffinität $\chi_{\text{GaN,O}}=3.4$ eV sind für die Diagramme maßstabsgerecht übernommen worden. Ebenfalls wurde die Austrittsarbeit $\phi_{\text{Spitze,Diamant}}=5.5$ eV der CAFM-Spitze im richtigen Maßstab mit eingetragen.

In der Abbildung 4.16a sind die Bänderdiagramme der n-dotierten GaN-Oberfläche und der CAFM-Spitze zu sehen. In dem Fall, dass die Oberfläche und die Spitze elektrisch

in Kontakt kommen, gleichen sich die Fermi-niveaus der beiden Diagrammen durch einen Diffusionsprozess an (Abb. 4.16c). Durch diesen Prozess entsteht eine Bandverbiegung an der Kontaktstelle, welche zu einer Schottky-Barriere $\phi_{\text{Bn},\text{O}}$ führt.

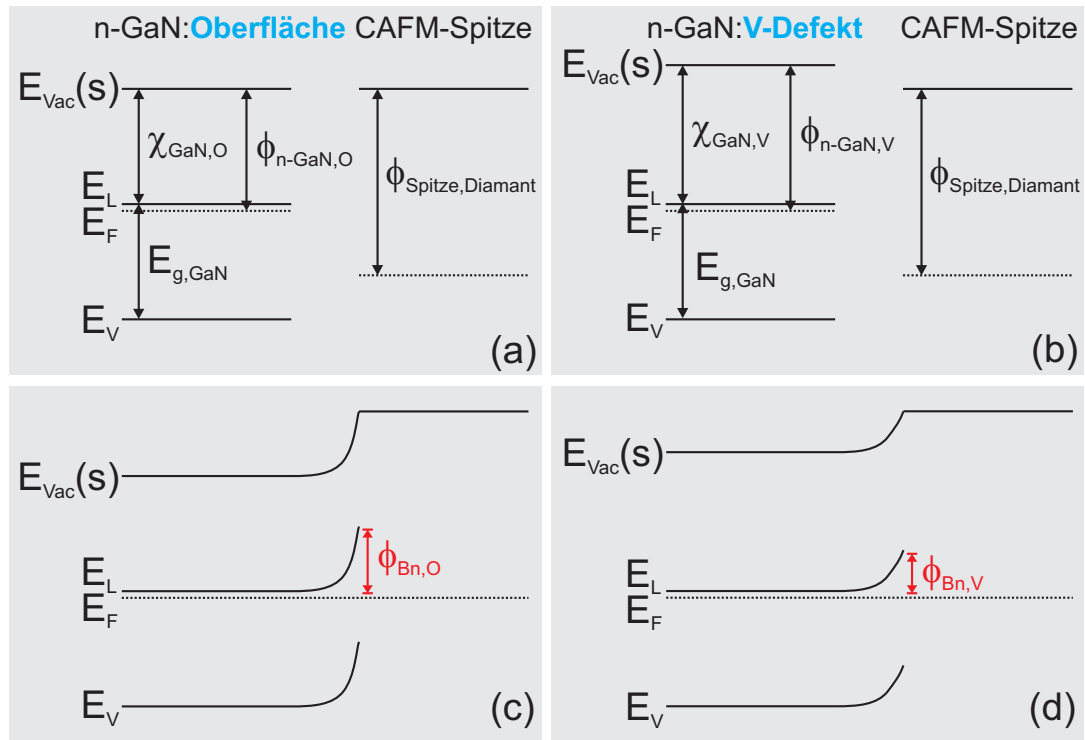


Abbildung 4.16: Schematisches Bänderdiagramm von (a) einer n-dotierten GaN-Oberfläche und der CAFM-Spitze, (b) einem V-Defekt von der n-dotierten Probe und der CAFM-Spitze, (c) der Grenzfläche zwischen der n-dotierten GaN-Oberfläche und der CAFM-Spitze nach dem elektrischen Kontakt mit der Schottky Barriere $\phi_{\text{Bn},\text{O}}$ und (d) der Grenzfläche zwischen dem V-Defekt von der n-dotierten Probe und der CAFM-Spitze nach dem elektrischen Kontakt mit der Schottky Barriere $\phi_{\text{Bn},\text{V}}$. Hier ist angenommen worden, dass die erhöhte Austrittsarbeit im V-Defekt durch eine Erhöhung von χ verursacht wird.

Auf der rechten Seite der Abbildung 4.16 sind ähnliche Bänderdiagramme für den V-Defekt zu finden. In dem Bänderdiagramm des V-Defektes der n-dotierten Probe (Abb. 4.16b) ist zum Vergleich mit der n-dotierten Oberfläche eine erhöhte Elektronenaffinität $\chi_{\text{GaN},\text{V}} > \chi_{\text{GaN},\text{O}}$ angenommen worden. Der elektrische Kontakt zwischen dem V-Defekt und der Messspitze führt wieder zu einer Schottky-Barriere $\phi_{\text{Bn},\text{V}}$ (Abb. 4.16d). Diese Barriere ist jedoch kleiner als die Barriere bei der n-dotierten Oberfläche

($\phi_{\text{Bn,V}} < \phi_{\text{Bn,O}}$). Aus diesem Grund tritt in der n-dotierten Probe die geringste Barriere für den Elektronentransport an der Übergangsstelle von der Spitze zu den V-Defekten auf. Dieser Zusammenhang würde in einem erhöhten Stromfluss innerhalb der V-Defekte im Vergleich mit der [0001]-Oberfläche resultieren, was mit den CAFM-Messungen (Kap. 4.3.2) an Probe C übereinstimmt. Eine ähnliche Situation gilt für die p-dotierten Proben (Abb. 4.17).

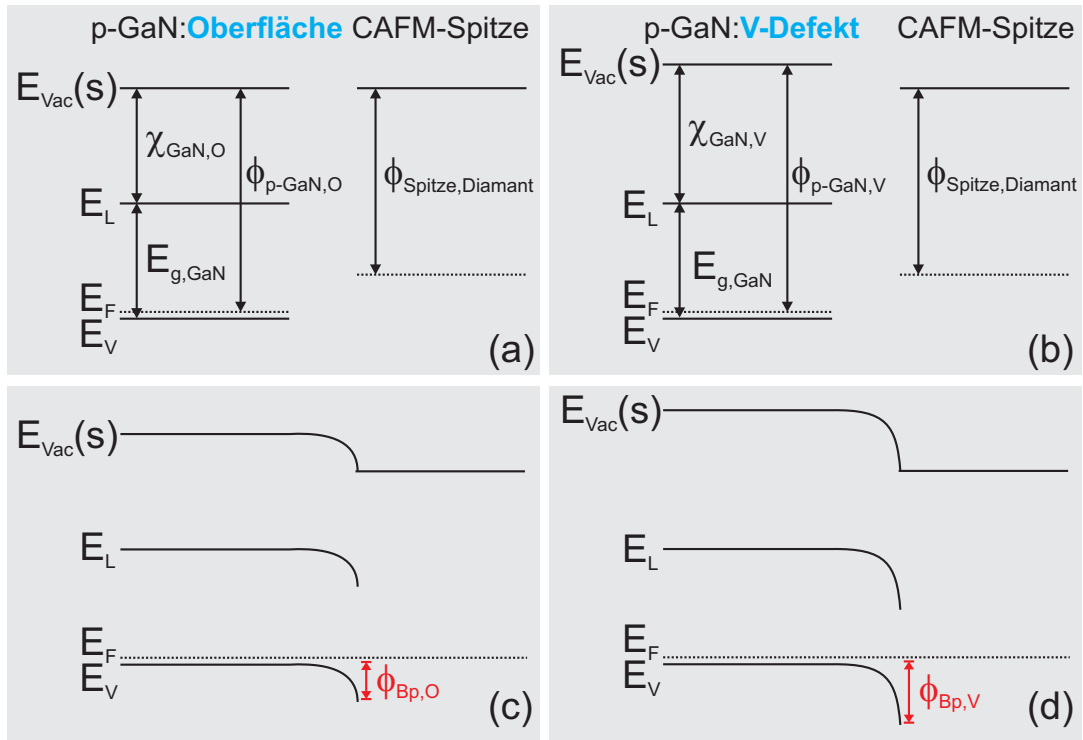


Abbildung 4.17: Schematisches Bänderdiagramm von (a) einer p-dotierten GaN-Oberfläche und der CAFM-Spitze, (b) einem V-Defekt von der p-dotierten Probe und der CAFM-Spitze, (c) der Grenzfläche zwischen der p-dotierten GaN-Oberfläche und der CAFM-Spitze nach dem elektrischen Kontakt mit der Schottky Barriere $\phi_{\text{Bp,O}}$ und (d) der Grenzfläche zwischen dem V-Defekt von der p-dotierten Probe und der CAFM-Spitze nach dem elektrischen Kontakt mit der Schottky Barriere $\phi_{\text{Bp,V}}$. Hier ist angenommen worden, dass die Austrittsarbeit im V-Defekt durch eine Erhöhung von χ verursacht wird.

Ein wichtiger Unterschied bei der p-dotierten Probe im Vergleich zur n-dotierten Probe ist die höhere Austrittsarbeit aufgrund der unterschiedlichen Position des Fermi-niveaus (Vergleich von Abb. 4.17a mit 4.16a). Genau wie bei der n-dotierten Probe führt

der elektrische Kontakt wieder zu unterschiedlichen Schottky-Barrieren $\phi_{\text{Bp,O}}$ für die p-dotierte GaN-Oberfläche (Abb. 4.17c) und $\phi_{\text{Bp,V}}$ für die V-Defekte in der p-dotierten Probe (Abb. 4.17d). Jedoch hat sich diesmal die höhere Barriere für die Ladungsträger im V-Defekt gebildet ($\phi_{\text{Bp,V}} > \phi_{\text{Bp,O}}$), wodurch der reduzierte Strom innerhalb der V-Defekte aus den CAFM-Messungen an der Probe F (Kap. 4.4.2) erklärt werden kann.

In der Literatur wurde in [37] berichtet, dass die GaN-Oberflächen der V-Defekt-Facetten normalerweise durch Stickstoffatome abgeschlossen sind (N-terminiert). Zusammen mit den theoretischen Berechnungen aus [283], die für N-terminierte GaN-Oberflächen eine höhere Elektronenaffinität als für Ga-terminierte Oberflächen gezeigt haben, werden die oben gemachten Aussagen nochmals unterstützt.

Diese Literaturangaben bestätigen somit unseren Denkansatz zur einheitlichen Erklärung der experimentellen Ergebnisse zu dem elektrischen Verhalten der V-Defekte in GaN, welcher auf einer erhöhten Elektronenaffinität innerhalb der V-Defekte bezüglich der [0001]-Oberfläche basiert. Dieses Modell ermöglicht es somit erstmalig, die KPFM- und die CAFM-Messungen einheitlich zu erklären.

Zusammenfassung

Bei den Halbleiter-Lichtemittern ist aktuell besonders das GaN-Materialsystem von großem Interesse. Auf Basis dieses Materialsystems können beispielsweise Laserdioden (LDs) oder Leuchtdioden (LEDs), die im blauen oder UV-Wellenlängenbereich Licht emittieren, hergestellt werden. Durch die kleine Wellenlänge kann z. B. bei der optischen Datenspeicherung mit diesen LDs eine Erhöhung der Speicherdichte erreicht werden. Mit Hilfe der blau-emittierenden LEDs ist es hingegen möglich durch den Einsatz von Leuchtstoffen oder durch eine additive Farbmischung weißes Licht zu realisieren. Ein Einsatzgebiet ist hierbei z. B. der Bereich der Allgemeinbeleuchtung.

In dieser Arbeit sollten die elektrischen Eigenschaften der GaN-Lichtemitter mikroskopisch studiert werden. Das Ziel war es, die unterschiedlichen Verlustmechanismen, die einen Einfluss auf die Effizienz (optische Leistung/elektrische Leistung) der Bauteile haben, zu analysieren. Für einen direkten Einblick auf diese Einflüsse sollten die lokale Verteilung der Spannung und des Stromes untersucht werden. Geeignet hierfür sind die Methoden der elektrischen Rasterkraftmikroskopie. Für die Bestimmung des Oberflächenpotentials und der lokalen Spannungsverteilung kann die Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) eingesetzt werden, wohingegen der lokale Stromfluss mit der Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM) bestimmt werden kann.

Für die Analyse des lokalen Potentials wurden GaN-LDs untersucht. Bei diesen Untersuchungen wurden Experimente ohne externe Spannung und im Betrieb durchgeführt. Zudem wurden frische und gealterte LDs verglichen, wodurch der Einfluss der Alterung auf die elektrischen Eigenschaften lokal erforscht werden konnte.

Durch die Messung der lokalen Potentialverteilung über einer frischen LD im Betrieb konnten parasitäre Verlustspannungen außerhalb des aktiven Bereiches detektiert werden. Dabei wurde zum eine ein nicht-lineare Verlustspannung über dem Substrat gemessen und

zum anderen konnte ein zusätzlicher Spannungsverlust im p-dotierten Bereich identifiziert werden.

Bei dem Vergleich der Laserfacetten einer frischen und einer gealterten LD ohne eine externe, angelegte Spannung konnte eine Änderung der Facettenoberfläche durch die Alterungsprozedur festgestellt werden. Aufgrund einer detaillierten Analyse liegt die Vermutung nahe, dass diese Änderung durch eine Photonen-gestützte Oxidation der Facette entsteht.

Der Einfluss der Alterung auf die Volumeneigenschaften der LD konnte wie üblich durch eine Änderung der makroskopischen Strom-Spannungs-Charakteristik dargestellt werden. Erstmals konnte dieser Einfluss auch durch Potentialmessungen mit der KPFM im mikroskopischen Bereich verifiziert werden. Zusätzlich dazu lieferten diese Ergebnisse noch Informationen zur lokalen Spannungsverteilung in den einzelnen LD-Schichten. Durch diese Informationen konnte eine Alterung im Substrat bzw. am Übergang zum n-Kontakt ausgeschlossen werden, wohingegen im p-Bereich der gealterten LD eine Änderung der parasitären Verlustspannung nachgewiesen werden konnte. Mit Hilfe von Simulationsrechnungen konnten die durchgeführten KPFM-Messungen verifiziert werden. Aus diesen Rechnungen ergibt sich mit großer Wahrscheinlichkeit, dass die parasitäre Verlustspannung im p-Bereich der LD und somit auch der Bereich der Alterung in der p-GaN-Kontaktschicht liegt, was beispielsweise durch eine reduzierte, effektive p-Dotierung innerhalb dieser Schicht verursacht worden sein könnte.

In einem weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit wurde die lokale Stromverteilung von einzelnen V-Defekten in unterschiedlichen LED-Strukturen untersucht. Zusätzlich dazu wurde das Oberflächenpotential der einzelnen V-Defekte gemessen, so dass es erstmalig möglich war, die KPFM- und CAFM-Messungen einheitlich zu beschreiben.

Bei den durchgeführten Experimenten wurde zuerst der Einfluss von unterschiedlichen Wachstumsparametern auf die V-Defekt-Bildung untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass der V-Defekt-Durchmesser mit ansteigender Deckschicht-Dicke ansteigt und dass die Dichte der V-Defekte mit einer ansteigenden Deckschicht-Wachstumstemperatur abnimmt, wohingegen kein Unterschied in der V-Defekt-Bildung zwischen n- und p-dotierten Strukturen gefunden werden konnte.

Das Hauptaugenmerk lag jedoch auf den elektrischen Eigenschaften der V-Defekte. Diese Eigenschaften wurden durch systematische Messungen des Oberflächenpotentials

und der lokalen Stromverteilung mit der KPFM und der CAFM studiert. Dazu wurde die elektrische Aktivität von einzelnen V-Defekten in LEDs mit einer n-dotierten und mit einer p-dotierten GaN-Deckschicht verglichen. Die Korrelation zwischen der Probentopographie und der Kelvin Spannung zeigt unabhängig von der Deckschicht-Dotierung, dass die Austrittsarbeit innerhalb der V-Defekte um etwa 60-100 mV höher ist als die Austrittsarbeit der umliegenden Fläche. Die Stromverteilungsmessungen ergeben für die V-Defekte in der n-dotierten Deckschicht einen um mehrere Größenordnungen erhöhten Stromfluss, wohingegen im Fall der p-dotierten Deckschicht der Stromfluss in den V-Defekten um eine Größenordnung reduziert ist.

Mit den durchgeführten KPFM- und CAFM-Untersuchungen wurde ein Modell erarbeitet, welches auf der Annahme einer erhöhten Elektronenaffinität der $\{10\bar{1}1\}$ -Facetten der V-Defekte im Vergleich mit der planaren $[0001]$ -Oberfläche basiert. Mit diesem Modell ist es nun erstmalig möglich die erzielten KPFM- **und** CAFM-Ergebnisse konsistent zu erklären.

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen:

A	Stufenversetzung
B	Schraubenversetzung
CAFM	Conductive Atomic Force Microscopy
CH	crystalfield split hole (internes, elektrisches Kristallfeld)
CPD	Kontaktpotentialdifferenz
EL	Elektrolumineszenz
ELO	epitaxial lateral overgrowth (laterales überwachsen)
et. al	und andere
HD DVD	High Density Digital Versatile Disc (DVD mit einer höheren Speicherkapazität)
HH	heavy hole (Löcher mit großer effektiver Masse)
HS	Heterostruktur
KPFM	Kelvin Probe Force Microscopy
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LD	Laser Diode (Laserdiode)
LED	Light Emitting Diode (Leuchtdiode)
LEEBI	Low Energy Electron Beam Irradiation
LH	light hole (Löcher mit geringer effektiver Masse)
MQW	Multi-Quantumwell
PL	Photolumineszenz
REM	Raster Elektronen Mikroskopie
RKM	Rasterkraftmikroskopie
SIMS	Secondary Ion Mass Spectroscopy
SPK	Schwingungspiezokristall

STEM	Scanning Transmission Electron Microscopy
UV	ultraviolett
w. E	willkürliche Einheit
WS	Wärmespreizer

Halbleiter und Elemente:

AlGaInP	Aluminiumgalliumindiumphosphid
AlGaN	Alluminiumgalliumnitrid
AlN	Aluminiumnitrid
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid (Saphir)
Au	Gold
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
GaN	Galliumnitrid
Ga ₂ O ₃	Galliumoxid
H	Wasserstoff
InGaN	Indiumgalliumnitrid
InN	Indiumnitrid
Mg	Magnesium
N	Stickstoff
Si	Silizium
SiC	Siliziumkarbid
SiO ₂	Siliziumoxid
TiO ₂	Titanoxid

Formelzeichen:

a	Gitterkonstante
a_1, a_2, a_3, c	Kristallrichtungen einer GaN-Einheitszelle
b	Breite einer Facette
C	Kapazität zwischen der RKM-Spitze und der Probe
$d_{\text{Deckschicht}}$	Deckschicht-Dicke
D	Federkonstante
E	Energie
$E_{\text{F,p/n}}$	Fermi-niveau eines p-dotierten bzw. n-dotierten Halbleiters
$E_{\text{Fp/Fn}}$	Quasi-Fermi-niveau eines p-dotierten bzw. n-dotierten Halbleiters
$E_{\text{g,direkt}}$	direkte Bandlücke
E_{L}	Unterkante des Leitungsbandes
E_{V}	Oberkante des Valenzbandes
E_{Vac}	Vakuumniveau
$E_{\text{Vac}}(\text{s})$	gemessenes Vakuumniveau
f	Frequenz der Photonen
f_0, ω_0	Resonanzfrequenz des Hebelarmes
$f_{\text{ext.}}$	Frequenz der Rechteckspannung
$f_{\text{mod}}, \omega_{\text{mod}}$	Modulationsfrequenz
\vec{F}	Kraft
\vec{F}_{a}	attraktive Nahfeld-Wechselwirkungskraft
\vec{F}_{el}	elektrische Kraft
\vec{F}_{r}	repulsive Nahfeld-Wechselwirkungskraft
\vec{F}_{res}	resultierende Nahfeld-Wechselwirkungskraft
h_{V}	Tiefe eines V-Defektes
I	elektrischer Strom
I_{Diode}	Diodenstrom
$I_{\text{Diode,Simulation}}$	simulierter Diodenstrom
I_{Lokal}	lokaler Strom bei CAFM
I_{max}	Strombegrenzung
n	Elektronendichte

n_{Brech}	Brechungsindex
n_i	Eigenleitungskonzentration
N_{A}	Akzeptordichte
N_{D}	Donatordichte
p	Löcherdichte
P	ausgetretene Photonen aus der LED
P_{B}	Bowing-Parameter
$P_{\text{int.}}$	emittierte Photonen der aktiven Schicht
$P_{\text{opt.}}$	optische Leistung
r_{Spitze}	Spitzenradius
R	Reflektivität
$R_{\text{nstr.}}$	nicht-strahlende Rekombination
R_{Serien}	Serienwiderstand
$R_{\text{str.}}$	strahlende Rekombination
t	Zeit
T	Temperatur
$T_{\text{Deckschicht}}$	Deckschicht-Wachstumstemperatur
U	elektrische Spannung
U_{lokal}	Lokale Spannung
$U_{\text{lokal,Messung}}$	gemessene, lokale Spannung
$U_{\text{lokal,Simulation}}$	simulierte, lokale Spannung
U_{CAFM}	variable Spannung bei CAFM
U_{CPD}	Kontaktpotentialdifferenz
U_{dc}	Kompensationsspannung
U_{D}	Diffusionsspannung
U_{Diode}	externe Spannung / Diodenspannung
$U_{\text{Diode,Simulation}}$	simulierte Diodenspannung
$U_{\text{ext.}}$	Amplitude der Rechteckspannung
U_{ges}	gesamte Potentialdifferenz
U_{Kelvin}	Kelvin Spannung
\hat{U}_{mod}	Modulationsamplitude
$\hat{U}_{\text{mod}} \sin(\omega_{\text{mod}} t)$	Modulationsspannung

W_n	Verarmungszone im n-dotierten Bereich
W_p	Verarmungszone im p-dotierten Bereich
W_{Zone}	gesamte Verarmungszone
x	Ort / Spitzenposition
z	Abstand zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche
z_0	Arbeitspunkt im Kontaktmodus
$z(t)$	erzwungene Schwingung des Hebelarmes
\hat{z}	Amplitude der erzwungenen Schwingung
α	Wärmeausdehnungskoeffizient
ΔE_F	Energiedifferenz zw. der Leitungsbandunterkante und dem Fermi-niveau
ΔE_L	Banddiskontinuität im Leitungsband
ΔE_V	Banddiskontinuität im Valenzband
$\Delta\phi_i$	Oberflächenbandverbiegung
ϵ_r	materialspezifische, relative Permittivitätszahl
$\eta_{\text{ext.}}$	externer Wirkungsgrad
$\eta_{\text{extr.}}$	Auskoppel-Wirkungsgrad
$\eta_{\text{int.}}$	interner Quantenwirkungsgrad
η_{power}	Wallplug-Effizienz
κ	thermische Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
τ	Zeitkonstante
ϕ	Austrittsarbeit
ϕ_B	Schottky-Barriere
φ	simulierter Potentialverlauf
χ	Elektronenaffinität
ω_{Grenze}	Grenzfrequenz

Naturkonstanten:

h	Planck'scher Wirkungsgrad: $4.14 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$
k	Boltzmann-Konstante: $8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eVK}^{-1}$
q, e	Elementarladung: $1.6 \cdot 10^{19} \text{ As}$
ϵ_0	Permittivität des Vakuums: $8.85 \cdot 10^{-12} \text{ As(Vm)}^{-1}$

Einheiten:

A, mA, μA , pA	Ampere, 10^{-3} A , 10^{-6} A , 10^{-12} A
$^{\circ}\text{C}$	Grad Celsius
F	Farad
Hz, kHz	Hertz, 10^3 Hz
K	Kelvin
m, cm, μm , nm	Meter, 10^{-2} m , 10^{-6} m , 10^{-9} m
N, μN	Newton, 10^{-6} N
s, ms	Sekunde, 10^{-3} s
V, mV	Volt, 10^{-3} V
Ω	Ohm

Literaturverzeichnis

- [1] S. Nakamura, M. Senoh, and T. Mukai. P-GaN/N-InGaN/N-GaN Double-Heterostructure Blue-Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 32:L8, 1993.
- [2] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh. High-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-green-light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.*, 76:8189, 1994.
- [3] S. Nakamura, M. Senoh, S. I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto. InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 35:L74, 1996.
- [4] Jr. N. Holonyak and S. F. Bevacqua. Coherent (visible) light emitting from Ga(As_{1-x}P_x) junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 1:82, 1962.
- [5] A. H. Herzog, D. L. Keune, and M. G. Craford. High-Efficiency Zn-Diffused GaAs Electroluminescent Diodes. *J. Appl. Phys.*, 43:600, 1972.
- [6] S. I. Tsintzos, N. T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, and P. G. Savvidis. A GaAs polariton light-emitting diode operating near room temperature. *Nature*, 453:372, 2008.
- [7] C. P. Kuo, R. M. Fletcher, T. D. Osentowski, M. C. Lardizabel, M. G. Craford, and V. M. Robbins. High performance AlGaInP visible light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 57:2937, 1990.
- [8] M. R. Krames, H. Amano, J. J. Brwon, and P. L. Heremans. Introduction to the Issue on High-Efficiency Light-Emitting Diodes. *Special Issue of IEEE J. Select. Top. Quant. Electronics*, 8:185, 2002.

-
- [9] E. F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge - University Press, 2003.
- [10] T. Taguchi. Present Status of white LED Lighting Technologies in Japan. *J. Light & Vis. Env.*, 27:131, 2003.
- [11] T. Taguchi, Y. Uchida, and K. Kobashi. Efficient white LED lighting and its application to medical fields. *Phys. Stat. Sol. A*, 201:2730, 2004.
- [12] N. Narendran and Y. Gu. Life of LED-Based White Light Sources. *IEEE J. Display Technology*, 1:167, 2005.
- [13] S. Landau and J. Erion. Car makers embrace LED signals. *Nature Photonics*, 1:31, 2006.
- [14] A. A. Bergh. Blue laser diode (LD) and light emitting diode (LED) applications. *Phys. Stat. Sol. A*, 201:2740, 2004.
- [15] S. Muthu, F. J. P. Schuurmans, and M. D. Pashley. Red, Green, and Blue LEDs for White Light Illumination. *IEEE J. Sel Top. Quant. Electron.*, 8:333, 2002.
- [16] OSRAM GmbH. <http://www.osram.de>. Hellabrunner Straße 1, 81543 München, Germany, 2009.
- [17] European Parliament and the Council. Directive 2005/32/EC of the European Parliament and of the Council. *Official Journal of the European Union*, 2005.
- [18] Energiebetriebene-Produkte-Gesetz EBPG. Gesetz über die umweltgerechte Gestaltung energiebetriebener Produkte. *Bundesgesetzblatt*, 2008.
- [19] M. Kwasny and Z. Mierczyk. Devices for medical diagnosis with GaN lasers. *Proc. of SPIE*, 5229:104, 2003.
- [20] H. M. Shapiro and N. G. Perlmutter. Violet Laser Diodes as Light Sources for Cytometry. *Cytometry*, 44:133, 2001.
- [21] E. B. Takeuchi, G. W. Flint, R. Bergstedt, P. J. Solone, D. Lee, and P. F. Moulton. Laser Digital Cinema. *Proc. of SPIE*, 4294:28, 2001.

- [22] K. Nemoto, T. Kamei, H. Abe, D. Imanishi, H. Narui, and S. Hirata. Monolithic-integrated two-wavelength laser diodes for digital-versatile-disk/compact-disk playback. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2270, 2001.
- [23] O. H. Nam, K. H. Ha, J. S. Kwak, S. N. Lee, K. K. Choi, T. H. Chang, S. H. Chae, W. S. Lee, Y. J. Sung, H. S. Paek, J. H. Chae, T. Sakong, and Y. Park. Recent progress of high power GaN-based violet laser diodes. *Phys. Stat. Sol. C*, 0:2278, 2003.
- [24] K. D. Katzer, W. Mertin, G. Bacher, A. Jaeger, and K. Streubel. Voltage drop in an $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ light-emitting diode probed by Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 89:103522, 2006.
- [25] V. Kümmler, G. Brüderl, S. Bader, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, and W. Wegscheider. Degradation Analysis of InGaN Laser Diodes. *Phys. Stat. Sol. A*, 194:419, 2002.
- [26] M. Furitsch, A. Avramescu, C. Eichler, K. Engl, A. Leber, A. Miller, C. Rumbolz, G. Brüderl, U. Strauss, A. Lell, and V. Härle. Comparison of degradation mechanisms of blue-violet laser diodes grown on SiC and GaN substrates. *Phys. Stat. Sol. A*, 203:1797, 2006.
- [27] M. Furitsch. *Untersuchung von Degradationsmechanismen an (Al/In)GaN-basierenden Laserdioden*. Dissertation, Universität Ulm, 2007.
- [28] M. Pavesi, M. Manfredi, G. Salviati, N. Armani, F. Rossi, G. Meneghesso, S. Levada, and E. Zanoni, S. Du, and I. Eliashevich. Optical evidence of an electrothermal degradation of InGaN-based light-emitting diodes during electrical stress. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3403, 2004.
- [29] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. Yunovich. Aging Mechanisms of InGaN/AlGaN/GaN Light-Emitting Diodes Operating at High Currents. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 3:53, 1998.
- [30] L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, and M. Leszczynski. Degradation mechanisms in InGaN laser diodes grwon on bulk GaN crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 88:201111, 2006.

- [31] O. H. Nam, K. H. Ha, J. S. Kwak, S. N. Lee, K. K. Choi, T. H. Chang, S. H. Chae, W. S. Lee, Y. J. Sung, H. S. Paek, J. H. Chae, T. Sakong, J. K. Son, H. Y. Ryu, Y. H. Kim, and Y. Park. Characteristics of GaN-based laser diodes for post-DVD applications. *Phys. Stat. Sol. A*, 201:2717, 2004.
- [32] K. Harafuji and K. Kawamura. Magnesium Diffusion at Dislocation in Wurtzite-Type GaN Crystal. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 44:6495, 2005.
- [33] T. Schödl, U. T. Schwarz, V. Kümmler, M. Furitsch, A. Leber, A. Miler, A. Lell, and V. Härle. Facet degradation of GaN heterostructure laser diodes. *J. Appl. Phys.*, 97:123102, 2005.
- [34] V. Kümmler, A. Lell, V. Härle, U. T. Schwarz, T. Schoedel, and W. Wegscheider. Gradual facet degradation of (Al,In)GaN quantum well lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 84:2989, 2004.
- [35] A. M. Yong, C. B. Soh, X. H. Zhang, S. Y. Chow, and S. J. Chua. Investigation of V-defects formation in InGaN/GaN multiple quantum well grown on sapphire. *Thin Solid Films*, 515:4496, 2007.
- [36] R. Datta, M. J. Kappers, J. S. Barnard, and C. J. Humphreys. Revealing all types of threading dislocations in GaN with improved contrast in a single plan view image. *Appl. Phys. Lett.*, 85:3411, 2004.
- [37] M. Shiojiri, C. C. Chuo, J. T. Hsu, J. R. Yang, and H. Saijo. Structure and formation mechanism of V-defects in multiple InGaN/GaN quantum well layers. *J. Appl. Phys.*, 99:073505, 2006.
- [38] Y. Chen, T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, N. Yamada, Y. Kaneko, and S. Y. Wang. Pit formation in GaInN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 72:710, 1998.
- [39] T. Someya and Y. Arakawa. Microphotoluminescence Intensity Images of InGaN Single Quantum Wells. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 38:L1216, 1999.
- [40] X. Zhang, D. H. Rich, J. T. Kobayashi, N. P. Kobayashi, and P. D. Dapkus. Carrier relaxation and recombination in a InGaN/GaN quantum well probed with time-resolved catholuminescence. *Appl. Phys. Lett.*, 73:1430, 1998.

- [41] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki. Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 36:L382, 1997.
- [42] J. S. Im, H. Kollmer, J. Off, A. Sohmer, F. Scholz, and A. Hangleiter. Reduction of oscillator strength due to piezoelectric fields in GaN/Al_xGa_{1-x}N quantum wells. *Phys. Rev. B*, 57:R9435, 1998.
- [43] B. Monemar and G. Pozina. Group III-nitride based hetero and quantum structures. *Progress in Quantum Electronics*, 24:239, 2000.
- [44] A. Hangleiter. Optical properties of nitride heterostructures. *Phys. Stat. Sol. C*, 0:1816, 2003.
- [45] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, and P. Hinze. Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency. *Phys. Rev. Lett.*, 95:127402, 2005.
- [46] X. H. Wu, C. R. Elsass, A. Abare, M. Mack, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, and J. S. Speck. Structural origin of V-defects and correlation with localized excitonic centers in InGaIn/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 72:692, 1998.
- [47] S. Dassonneville, A. Amokrane, B. Sieber, J. L. Farvacque, B. Beaumont, and P. Gibart. Luminescence of the epitaxial GaN laterally overgrown on (0001) sapphire substrate: Spectroscopic characterization and dislocation contrasts. *J. Appl. Phys.*, 89:3736, 2001.
- [48] F. A. Ponce, D. P. Bour, and W. Götz. Spatial distribution of the luminescence in GaN thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 68:57, 1996.
- [49] J. K. Sheu, M. L. Lee, and W. C. Lai. Effect of low-temperature-grown GaN cap layer on reduced leakage current of GaN Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 86:052103, 2005.
- [50] P. Kozodoy, J. P. Ibbetson, H. Marchand, P. T. Fini, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra. Electrical characterization of GaN *p-n* junctions with and without threading dislocations. *Appl. Phys. Lett.*, 73:975, 1998.

- [51] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Nishino, L. T. Romano, and S. Sakai. Direct Evidence that Dislocations are Non-Radiative Recombination Centers in GaN. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 37:L398, 1998.
- [52] D. B. Li, Y. H. Liu, T. Katsuna, K. Nakao, K. Nakamura, M. Aoki, H. Miyake, and K. Hiramatsu. Enhanced emission efficiency of InGaN films with Si doping. *Phys. Stat. Sol. C*, 3:1944, 2006.
- [53] H. Takahashi, A. Ito, T. Tanaka, A. Watanabe, H. Ota, and K. Chikuma. Effect of Intentionally Formed 'V-Defects' on the Emission Efficiency of GaInN Single Quantum Well. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 39:L569, 2000.
- [54] F. F. Hitzel. *Die Rolle von Defekten in hocheffizient emittierenden InGaN-basierten Heterostrukturen*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhemina, Braunschweig, 2004.
- [55] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber. Atomic Force Microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 56:930, 1986.
- [56] M. Nonnenmacher, M. P. O'Boyle, H. K. Wickramasinghe. Surface investigation with a Kelvin Probe Force Microscope. *Ultramicroscopy*, 42:268, 1992.
- [57] A. Olbrich, B. Ebersberger, C. Boit, J. Vancea, and H. Hoffmann. A new AFM-based tool for testing dielectric quality and reliability on a nanometer scale. *Microelectron. Reliab.*, 39:941, 1999.
- [58] X. X. Gu, D. M. Huang, and H. Morkoç. Local Surface Potential of GaN Nanostructures Probed by Kelvin Force Microscopy. *Chin. Phys. Lett.*, 20:1822, 2003.
- [59] X. A. Cao, J. A. Teetsov, F. Shahedipour, and S. D. Arthur. Microstructural origin of leakage current in GaN/InGaN light-emitting diodes. *J. Cryst. Growth*, 264:172, 2004.
- [60] G. Koley and M. G. Spencer. Scanning Kelvin probe microscopy characterization of dislocations in III-nitride grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2873, 2001.

- [61] B. S. Simpkins, E. T. Yu, P. Waltereit, and J. S. Speck. Correlated scanning Kelvin probe and conductive atomic force microscopy studies of dislocations in gallium nitride. *J. Appl. Phys.*, 94:1448, 2003.
- [62] J. Spradlin, S. Doğan, J. Xie, R. Molnar, A. A. Baski, and H. Morkoç. Investigation of forward and reverse current conduction in GaN films by conductive atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 84:4150, 2004.
- [63] L. Lee, C. S. Ku, W. C. Ke, C. W. Ho, H. Y. Huang, M. C. Lee, W. H. Chen, W. C. Chou, and W. K. Chen. Current Properties of GaN V-Defect Using Conductive Atomic Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 45:L817, 2006.
- [64] C. Y. Hsu, M. J. Manfra, D. V. Lang, S. Richter, S. N. G. Chu, A. M. Sergent, R. N. Kleiman, L. N. Pfeiffer, and R. J. Molnar. Inhomogeneous spatial distribution of reverse bias leakage in GaN Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 78:1685, 2001.
- [65] B. S. Simpkins, E. T. Yu, U. Chowdhury, M. M. Wong, T. G. Zhu, D. W. Yoo, and R. D. Dupuis. Local conductivity and surface photovoltage variations due to magnesium segregation in p-type GaN. *J. Appl. Phys.*, 95:6225, 2004.
- [66] P. J. Hansen, Y. E. Strausser, A. N. Erickson, E. J. Tarsa, P. Kozodoy, E. G. Brazel, J. P. Ibbetson, U. Mishra, V. Narayanamurti, S. P. DenBaars, and J. S. Speck. Scanning capacitance microscopy imaging of threading dislocations in GaN films grown on (0001) sapphire by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 72:2247, 1998.
- [67] C. Wetzel, T. Salagaj, T. Detchprohm, P. Li, J. S. Nelson. GaInN/GaN growth optimization for high-power green light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 85:866, 2004.
- [68] T. Mukai, M. Yamada, and S. Nakamura. Characteristics of InGaN-Based UV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 38:3976, 1999.
- [69] J. I. Pankove, E. A. Miller, and J. E. Berkeyheiser. GaN electroluminescent diodes. *IEEE Electron Devices Meeting*, 17:78, 1971.

- [70] K. Katayama and T. Nakamura. Degradation mechanism limiting the lifetime of ZnSe-based white light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.*, 95:3576, 2004.
- [71] S. Tomiya, H. Noguchi, Y. Sanaka, T. Hino, S. Taniguchi, and A. Ishibashi. Microstructural study of optically degraded ZnCdSe quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 74:1824, 1999.
- [72] D. C. Look. Electrical and optical properties of p-type ZnO. *Semicond. Sci. Technol.*, 20:S55, 2005.
- [73] C. C. Lin, S. Y. Chen, S. Y. Cheng, and H. Y. Lee. Properties of nitrogen-implanted p-type ZnO films grown on Si₃N₄/Si by radio-frequency magnetron sputtering. *Appl. Phys. Lett.*, 84:5040, 2004.
- [74] J. H. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano, and C. Wetzel. *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*. INSPEC, London, 1999.
- [75] T. Lei, T. D. Moustakas, R. J. Graham, Y. He, and S. J. Berkowitz. Epitaxial growth and characterization of zinc-blende gallium nitride on (001) silicon. *J. Appl. Phys.*, 71:4933, 1992.
- [76] F. A. Ponce, D. P. Bour, W. T. Young, M. Saunders, and J. W. Steeds. Determination of lattice polarity for growth of GaN bulk single crystals and epitaxial layers. *Appl. Phys. Lett.*, 69:337, 1996.
- [77] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.*, 85:3222, 1999.
- [78] E. Monroy, E. Sarigiannidou, F. Fossard, N. Gogneau, E. Bellet-Amalric, J. L. Rouvière, S. Monnoye, H. Mank, and B. Daudin. Growth kinetics of N-face polarity GaN by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3684, 2004.
- [79] M. Suzuki, T. Uenoyama, and A. Yanase. First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN. *Phys. Rev. B*, 52:8132, 1995.

- [80] I. Vurgaftman and J. R. Meyer. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 94:3675, 2003.
- [81] E. Sturm. *Optische Verstärkungsmessungen von (In,Al)GaN Diodenlasern*. Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [82] Q. Guo and A. Yoshida. Temperature Dependence of Band Gap Change in InN and AlN. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 33:2453, 1994.
- [83] M. C. Benjamin, M. D. Bremser, T. W. Weeks, S. W. King, R. F. Davis, and R. J. Nemanich. UV photoemission study of heteroepitaxial AlGaIn films grown on 6H-SiC. *Appl. Surf. Sci.*, 104/105:455, 1996.
- [84] T. Matsuoka, H. Okamoto, M. Nakao, H. Harima, and E. Kurimoto. Optical band-gap energy of wurtzite InN. *Appl. Phys. Lett.*, 81:1246, 2002.
- [85] V. Y. Davydov, A. A. Klochikhin, R. P. Seisyan, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmüller, H. Harima, A. V. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova, and J. Graul. Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap. *Phys. Stat. Sol. B*, 229:R1, 2002.
- [86] T. V. Shubina, S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, D. D. Solnyshkov, V. A. Vekshin, P. S. Kop'ev, A. Vasson, J. Leymarie, A. Kavokin, H. Amano, K. Shimono, A. Kasic and B. Monemar. Mie Resonances, Infrared Emission, and the Band Gap of InN. *Phys. Rev. Lett.*, 92:117407, 2004.
- [87] J. W. Ager, N. Miller, R. E. Jones, K. M. Yu, J. Wu, W. J. Schaff, and W. Walukiewicz. Mg-doped InN and InGaIn-Photoluminescence, capacitance-voltage and thermopower measurements. *Phys. Stat. Sol. B*, 245:873, 2008.
- [88] M. Fehrer. *Untersuchung der elektrischen Eigenschaften breitlückiger Halbleiterschichtstrukturen für optoelektronische Anwendungen*. Dissertation, Universität Bremen, 1999.
- [89] I. J. Pankove. *Gallium nitride Semiconductors and semimetals*. Academic Press, 1999.

- [90] C. G. van de Walle. DX-center formation in wurtzite and zinc-blende $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. *Phys. Rev. B*, 57:R2033, 1998.
- [91] W. M. Chen, I. A. Buyanova, M. Wagner, B. Monemar, J. L. Lindström, H. Amano, I. Akasaki. Role the substitutional oxygen donor in the residual n-type conductivity in GaN. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 4S1:G5.4, 1999.
- [92] P. Perlin, T. Suski, H. Teisseyre, M. Leszczynski, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, P. Boguslawski, J. Bernholc, J. C. Chervin, A. Polian, and T. D. Moustakas. Towards the Identification of the Dominant Donor in GaN. *Phys. Rev. Lett.*, 75:296, 1995.
- [93] W. Kim, A. E. Botchkarev, A. Salvador, G. Popovici, H. Tang, and H. Morkoç. On the incorporation of Mg and the role of oxygen, silicon, and hydrogen in GaN prepared by reactive molecular beam epitaxy. *J. Appl. Phys.*, 82:219, 1997.
- [94] U. Kaufmann, M. Kunzer, H. Obloh, M. Maier, C. Manz, A. Ramakrishnan, and B. Santic. Origin of defect-related photoluminescence bands in doped and nominally undoped GaN. *Phys. Rev. B*, 59:5561, 1999.
- [95] B. Kuhn. *AlGaIn/GaN-Heterostrukturen: Epitaxie und elektrische Eigenschaften*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2002.
- [96] S. Nakamura. GaN Growth Using GaN Buffer Layer. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30:L1705, 1991.
- [97] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer. *Appl. Phys. Lett.*, 48:353, 1991.
- [98] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki. P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI). *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28:L2112, 1989.
- [99] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, and T. Mukai. Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 31:1258, 1992.
- [100] F. A. Reboredo and S. T. Pantelides. Novel Defect Complexes and Their Role in the p-Type Doping of GaN. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1887, 1999.

-
- [101] M. S. Brandt, J. W. Ager, W. Götz, N. M. Johnson, J. S. Harris, R. J. Molnar, and T. D. Moustakas. Local vibrational modes in Mg-doped gallium nitride. *Phys. Rev. B*, 49:14758, 1994.
- [102] C. Johnson, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. A. Khan, and C. J. Sun. Metastability and persistent photoconductivity in Mg-doped p-type GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1808, 1996.
- [103] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki, and M. Koike. p-type conduction in Mg-doped GaN and $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ grown by metal-organic vapor phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 65:593, 1994.
- [104] M. S. Brandt, N. M. Johnson, R. J. Molnar, R. Singh, and T. D. Moustakas. Hydrogenation of p-type gallium nitride. *Appl. Phys. Lett.*, 64:2264, 1994.
- [105] W. Götz, N. M. Johnson, D. P. Bour, M. D. McCluskey, and E. E. Haller. Local vibrational modes of the Mg-H acceptor complex in GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 69:3725, 1996.
- [106] C. Yuan, T. Salagaj, A. Gurary, A. G. Thompson, W. Kroll, R. A. Stall, C. Y. Hwang, M. Schurman, Y. Li, W. E. Mayo, Y. Lu, S. Krishnankutty, I. K. Shmagin, and R. M. Kolbas. Investigation of n- and p-type doping of GaN during epitaxial growth in a mass production scale multiwafer-rotating-disk reactor. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13:2075, 1995.
- [107] J. Neugebauer and C. G. van de Walle. Role of hydrogen in doping of GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1829, 1996.
- [108] H. Marchand, L. Zhao, N. Zhang, B. Moran, R. Coffie, U. K. Mishra, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and J. A. Freitas. Metalorganic chemical vapor deposition of GaN on Si(111): Stress control and application to field-effect transistors. *J. Appl. Phys.*, 89:7846, 2001.
- [109] A. Dadgar, A. Alam, T. Riemann, J. Bläsing, A. Dietz, M. Poschenrieder, M. Strassburg, M. Heuken, J. Christen, and A. Krost. Crack-Free InGaN/GaN Light Emitters on Si(111). *Phys. Stat. Sol. A*, 188:155, 2001.

-
- [110] H. Morkoç. *Nitride Semiconductors and Devices*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999.
- [111] P. Kung, C. J. Sun, A. Saxler, H. Ohsato, and M. Razeghi. Crystallography of epitaxial growth of wurtzite-type thin films on sapphire substrates. *J. Appl. Phys.*, 75:4515, 1994.
- [112] T-Tojyo, T. Asano, M. Takeya, T. Hino, S. Kijima, S. Goto, S. Uchida, and M. Ikeda. GaN-Based High Power Blue-Violet Laser Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 40:3206, 2001.
- [113] T. Asano, M. Takeya, T. Mizuno, S. Ikeda, Y. Ohfuji, T. Fujimoto, K. Oikawa, S. Goto, T. Hashizu, K. Aga, and M. Ikeda. Over 100-mW blue-violet laser diodes for Blu-ray Disc system. *Proc. of SPIE*, 5365:297, 2004.
- [114] E. Kubalek. Einführung in die Werkstoffe der Elektrotechnik - Skript. Technical report, Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik, 1995.
- [115] F. R. Chien, X. J. Ning, S. Stemmer, P. Pirouz, M. D. Bremser, and R. F. Davis. Growth defects in GaN films on 6H-SiC substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 68:2678, 1996.
- [116] T. Hino, S. Tomiya, T. Miyajima, K. Yanashima, S. Hshimoto, and M. Ikeda. Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers. *Appl. Phys. Lett.*, 76:3421, 2000.
- [117] V. Narayanan, K. Lorenz, W. Kim, and S. Mahajan. Origins of threading dislocations in GaN epitaxial layers grown on sapphire by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 78:1544, 2001.
- [118] J. E. Northrup, L. T. Romano, and J. Neugebauer. Surface energetics, pit formation, and chemical ordering in InGaN alloys. *Appl. Phys. Lett.*, 74:2319, 1999.
- [119] A. M. Sánchez, M. Gass, A. J. Papworth, P. J. Goodhew, P. Singh, P. Ruterana, H. K. Cho, R. J. Choi, and H. J. Lee. V-defects and dislocations in InGaN/GaN heterostructures. *Thin Solid Films*, 479:316, 2005.

- [120] K. Watanabe, J. R. Yang, S. Y. Huang, K. Inoke, J. T. Hsu, R. C. Tu, T. Yamazaki, N. Nakanishi, and M. Shiojiri. Formation and structure of inverted hexagonal pyramid defects in multiple quantum wells InGaN/GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 82:718, 2003.
- [121] J. E. Northrup, and J. Neugebauer. Indium-induced changes in GaN(0001) surface morphology. *Phys. Rev. B*, 60:R8473, 1999.
- [122] I. H. Kim, H. S. Park, Y. J. Park, and T. Kim. Formation of V-shaped pits in InGaN/GaN multiquantum wells and bulk InGaN films. *Appl. Phys. Lett.*, 73:1634, 1998.
- [123] F. Scholz, J. Off, E. Fehrenbacher, O. Gfrörer, and G. Brockt. Investigation on Structural Properties of GaInN-GaN Multi Quantum Well Structures. *Phys. Stat. Sol. A*, 180:315, 2000.
- [124] T. Ogino and M. Aoki. Mechanism of Yellow Luminescence in GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19:2395, 1980.
- [125] S. J. Rosner, E. C. Carr, M. J. Ludowise, G. Girolami, and H. I. Erikson. Correlation of catholuminescence inhomogeneity with microstructural defects in epitaxial GaN grown by metalorganic chemical-vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 70:420, 1997.
- [126] Y. Eguchi, S. Kishimoto, and T. Mizutani. Inhomogeneous Contact Potential Image of AlGaIn/GaN Grown on Sapphire Substrate Measured by Kelvin Probe Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 40:L589, 2001.
- [127] E. G. Brazel, M. A. Chin, and V. Narayanamurti. Direct observation of localized high current densities in GaN films. *Appl. Phys. Lett.*, 74:2367, 1999.
- [128] A. A. Pomarico, D. Huang, J. Dickinson, A. A. Baski, R. Cingolani, and H. Morkoç. Current mapping of GaN films by conductive atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 82:1890, 2003.
- [129] C. Y. Hsu, W. H. Lan, and Y. S. Wu. Effect of thermal annealing of Ni/Au ohmic contact on the leakage current of GaN based light emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2447, 2003.

- [130] W. Bludau. *Halbleiter-Optoelektronik*. Carl Hanser Verlag, München Wien, 1995.
- [131] R. L. Anderson. Experiments on Ge-GaAs heterojunctions. *Solid State Electron*, 5:341, 1962.
- [132] J. Jahns. *Photonik - Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2001.
- [133] A. Ahland. *Transportphänomene und optische Effekte in Wellenleitermodulatoren aus III-V-Halbleitern*. Dissertation, Universität Dortmund, 2001.
- [134] J. Nishizawa, K. Suto, and T. Teshima. Minority-carrier lifetime measurements of efficient GaAlAs. *J. Appl. Phys.*, 48:3484, 1977.
- [135] G. B. Stringfellow and M. G. Craford. *High Brightness Light Emitting Diodes*. Semiconductors and Semimetals Vol. 48, 1997.
- [136] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh. High-Power GaN P-N Junction Blue-Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30:L1998, 1991.
- [137] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, and T. Mukai. Super-bright Green InGaN Single-Quantum-Well-Structure Light-Emitting Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 34:L1332, 1995.
- [138] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, S. Nagahama, and N. Iwasa. $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{(1-y)}\text{N}$ superlattices grown on GaN films. *J. Appl. Phys.*, 74:3911, 1993.
- [139] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura. Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures. *Appl. Phys. Lett.*, 69:4188, 1996.
- [140] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, and R. van Overstraeten. III-nitrides: Growth, characterization, and properties. *J. Appl. Phys.*, 87:965, 2000.
- [141] Y. Kawakami, Y. Narukawa, K. Omae, S. Fujita, and S. Nakamura. Dimensionality of Excitons in InGaN-Based Light Emitting Devices. *Phys. Stat. Sol. A*, 178:331, 2000.

- [142] T. Nishida, H. Saito, and N. Kobayashi. Efficient and high-power AlGa_N-based ultraviolet light-emitting diode grown on bulk GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 79:711, 2001.
- [143] G. M. Laws, E. C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy, and D. Somerford. Improved refractive index formulas for the Al_xGa_{1-x}N and In_yGa_{1-y}N alloys. *J. Appl. Phys.*, 89:1108, 2001.
- [144] J. J. Wierer, A. David, and M. M. Megens. III-nitride photonic-crystal light-emitting diodes with high extraction efficiency. *Nature Photonics*, 3, 2009.
- [145] M. Koike, N. Shibata, H. Kato, and Y. Takahashi. Development of High Efficiency GaN-Based Multiquantum-Well Light-Emitting Diodes and their Applications. *IEEE J. Sel Top. Quant. Electron.*, 8:271, 2002.
- [146] R. H. Horng, C. C. Yang, J. Y. Wu, S. H. Huang, C. E. Lee, and D. S. Wu. GaN-based light-emitting diodes with indium tin oxide texturing window layers using natural lithography. *Appl. Phys. Lett.*, 86:221101, 2005.
- [147] D. S. Wu, W. K. Wang, W. C. Shih, R. H. Horng, C. E. Lee, W. Y. Lin, and J. S. Fang. Enhanced Output Power of Near-Ultraviolet InGa_N-Ga_N LEDs Grown on Patterned Sapphire Substrates. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17:288, 2005.
- [148] T. Schödl. *Verlustmechanismen und Degradation von blauen (Al,In)Ga_N Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [149] C. Rumbolz, G. Brüderl, A. Leber, C. Eichler, M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miller, A. Lell, U. Strauss, and V. Härle. Development of AlInGa_N based blue-violet lasers on Ga_N and SiC substrates. *Phys. Stat. Sol. A*, 203:1792, 2006.
- [150] M. Pindl. *Nahfelduntersuchungen an optischen Moden von (Al/In)Ga_N-Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [151] U. T. Schwarz, C. Lauterbach, M. O. Schillgalies, C. Rumbolz, M. Furitsch, A. Lell, and V. Härle. Time-resolved scanning near-field microscopy of InGa_N laser diode dynamics. *Proc. of SPIE*, 6184:61840, 2006.

- [152] D. Fuhrmann, C. Netzel, U. Rossow, A. Hangleiter, G. Ade, and P. Hinze. Optimization scheme for the quantum efficiency of GaInN-based green-light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 88:071105, 2006.
- [153] K. Bao, B. Zhang, Z. M. Wang, T. Dai, X. N. Kang, Z. Z. Chen, K. Xu, H. Ji, Y. Chen, and Z. Z. Gan. Improvement of surface light extraction from flip-chip GaN-based LED by embossing of thermosetting polymers. *Phys. Stat. Sol. C*, 1:33, 2007.
- [154] K. H. Kim, Z. Y. Fan, M. Khizar, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. AlGaIn-based ultraviolet light-emitting diodes grown on AlN epilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 85:4777, 2004.
- [155] O. H. Nam, M. D. Bremser, T. S. Zheleva, and R. F. Davis. Lateral epitaxy of low defect density GaN layers via organometallic vapor phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 71:2638, 1997.
- [156] T. Fujii, Y. Gao, R. Sharma, E. L. Hu, S. P. DenBaars, and S. Nakamura. Increase in the extraction efficiency of GaN-based light-emitting diodes via surface roughening. *Appl. Phys. Lett.*, 84:855, 2004.
- [157] T. N. Oder, K. H. Kim, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. III-nitride blue and ultraviolet photonic crystal light emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 84:466, 2004.
- [158] D. H. Kim, C. O. Cho, Y. G. Roh, H. Jeon, Y. S. Park, J. Cho, J. S. Im, C. Sone, Y. Park, W. J. Choi, and Q. H. Park. Enhanced light extraction from GaN-based light-emitting diodes with holographically generated two-dimensional photonic crystal patterns. *Appl. Phys. Lett.*, 87:203508, 2005.
- [159] V. Härle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, S. Bader, F. Eberhard, A. Plössl, and D. Eisert. High brightness LEDs for general lighting applications using the new ThinGaNTM-Technology. *Phys. Stat. Sol. a*, 201:2736, 2004.
- [160] S. Curtis. Efficiency gains boost high-power LED performance. *Compound Semiconductors*, page 27, December 2005.

- [161] J. Narayan, H. Wang, J. Ye, S. J. Hon, K. Fox, J. C. Chen, H. K. Choi, and J. C. C. Fan. Effect of thickness variation in high-efficiency InGaN/GaN light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 81:841, 2002.
- [162] M. Iwaya, S. Terao, T. Sano, S. Takanami, T. Ukai, R. Nakamura, S. Kamiyama, A. Amano, and I. Akasaki. High-Efficiency GaN/Al_xGa_{1-x}N Multi-Quantum-Well Light Emitter Grown on Low-Dislocation Density Al_xGa_{1-x}N. *Phys. Stat. Sol. A*, 188:117, 2001.
- [163] D. Albert, J. Nürnberger, V. Hock, M. Ehinger, W. Faschinger, and G. Landwehr. Influence of p-type doping on the degradation of ZnSe laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 74:1957, 1999.
- [164] C. Netzel, S. Heppel, S. Miller, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, V. Härle, and A. Hangleiter. Changes in excess carrier recombination dynamics caused by aging of GaN-based blue laser diodes. *Phys. Stat. Sol. C*, 2:2708, 2005.
- [165] O. Pursiainen, N. Lindner, A. Jäger, R. Oberschmid, and K. Streubel. Identification of aging mechanisms in the optical and electrical characteristics of light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 79:2895, 2001.
- [166] S. Nakamura, M. Senoh, S. I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku. High Power, Long-Lifetime InGaN Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 36:L1059, 1997.
- [167] S. D. Lester, F. A. Ponce, M. G. Craford, and D. A. Steigerwald. High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 66:1249, 1995.
- [168] M. Koike, S. Yamasaki, S. Nagai, N. Koide, S. Asami, H. Amano, and I. Akasaki. High-quality GaInN/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1403, 1996.
- [169] D. S. Li, H. Chen, H. B. yu, H. Q. Jia, Q. Huang, and J. M. Zhou. Dependence of leakage current on dislocations in GaN-based light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.*, 96:1111, 2004.
- [170] J. Israelachvili. *Intermolecular and Surface Forces, 2.Edition*. Academic Press, 1991.

- [171] U. Hartmann. Theory of magnetic force microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 8:411, 1990.
- [172] U. Hartmann. Theory of van der Waals microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:465, 1991.
- [173] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe. Magnetic imaging by 'force microscopy' with 1000 Å resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 50:1455, 1987.
- [174] Y. Martin, D. W. Abraham, and H. K. Wickramasinghe. High-resolution capacitance measurement and potentiometry by force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 52:1103, 1988.
- [175] G. Meyer and N. M. Amer. Novel optical approach to atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 53:1045, 1988.
- [176] M. Tortonese, R. C. Barrett, and C. F. Quate. Atomic resolution with an atomic force microscope using piezoresistive detection. *Appl. Phys. Lett.*, 62:834, 1993.
- [177] T. Itoh and T. Suga. Piezoelectric Sensor for Detecting Force Gradients in Atomic Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:334, 1994.
- [178] U. Dürig, J. K. Gimzewski, and D. W. Pohl. Experimental Observation of Forces Acting during Scanning Tunneling Microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2403, 1986.
- [179] K. Murayama, S. Gonda, K. Kinoshita, H. Koyaanagi, T. Terasawa, and S. Hosaka. Height Measurement Using High-Precision Atomic Force Microscope Scanner Combined with Laser Interferometers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 45:8832, 2006.
- [180] J. E. Lennard-Jones. Processes of Adsorption and diffusion on Solid Surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, 28:333, 1932.
- [181] T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne, and D. Rugar. Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity. *J. Appl. Phys.*, 69:668, 1991.
- [182] D. Sarid. *Scanning Force Microscopy*. Oxford University Press, New York Oxford, 1991.

- [183] E. Meyer, H. J. Hug, and R. Bennewitz. *Scanning Probe Microscopy: The Lab on a Tip*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004.
- [184] A. S. Hou. *Ultrafast Electric Force Microscope for Probing Integrated Circuits*. PhD thesis, Edward Ginzton Laboratory, Stanford University, CA (US), 1995.
- [185] D. W. Abraham, Y. Martin, and H. K. Wickramasinghe. High-Resolution Capacitance Measurement by Force Microscopy: Application to Sample Characterization and Potentiometry. *Scanning Microscopy Technologies and Applications SPIE*, 897:191, 1988.
- [186] N. A. Burnham, R. J. Colton, and H. M. Pollock. Interpretation of force curves in force microscopy. *Nanotechnology*, 4:64, 1993.
- [187] A. Leyk. *Entwicklung eines Hochfrequenz-Rasterkraftmikroskop-Testsystems für die Untersuchung von Hochfrequenzbauelementen und -schaltungen*. Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg, 1998.
- [188] A. S. Hou, F. Ho, and D. M. Bloom. Picosecond electrical sampling using a scanning force microscope. *Electronics Letters*, 28:2302, 1992.
- [189] G. Koley, M. G. Spencer, and H. R. Bhangale. Cantilever effects on the measurement of electrostatic potentials by scanning Kelvin probe microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 79:545, 2001.
- [190] O. Vatel and M. Tanimoto. Kelvin probe force microscopy for potential distribution measurement of semiconductor devices. *J. Appl. Phys.*, 77:2358, 1995.
- [191] H. O. Jacobs, P. Leuchtmann, O. J. Homan, and A. Stemmer. Resolution and contrast in Kelvin probe force microscopy. *J. Appl. Phys.*, 84:1168, 1998.
- [192] S. Belaidi, P. Girard, and G. Lévêque. Effect of tip shape in the design of long distance electrostatic force microscopy. *Microelectron. Rel.*, 37:1627, 1997.
- [193] S. Belaidi, P. Girard, and G. Lévêque. Electrostatic forces acting on the tip in atomic force microscopy: Modelization and comparision with analytic expressions. *J. Appl. Phys.*, 81:1023, 1997.

- [194] J. Colchero, A. Gil, and A. M. Baró. Resolution enhancement and improved data interpretation in electrostatic force microscopy. *Phys. Rev. B*, 64:245403, 2001.
- [195] S. Hudlet, M. Saint Jean, C. Guthmann, and J. Berger. Evaluation of the capacitive force between an atomic force microscopy tip and a metallic surface. *Eur. Phys. J. B*, 2:5, 1998.
- [196] H. O. Jacobs, H. F. Knapp, S. Müller, and A. Stemmer. Surface potential mapping: A qualitative material contrast in SPM. *Ultramicroscopy*, 69:39, 1997.
- [197] C. Böhm. *Elektrische Charakterisierung mikroelektronischer Bauelemente mittels der Rasterkraftmikroskopie*. Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg, 1995.
- [198] P. Girard. Electrostatic force microscopy: principles and some applications to semiconductors. *Nanotechnology*, 12:485, 2001.
- [199] S. Sadewasser, T. Glatzel, R. Shikler, Y. Rosenwaks, and M. C. Lux-Steiner. Resolution of Kelvin probe force microscopy in ultrahigh vacuum: comparison of experiment and simulation. *Appl. Sur. Sci.*, 210:32, 2003.
- [200] U. Zerweck, C. Loppacher, T. Otto, S. Grafström, and L. M. Eng. Accuracy and resolution limits of Kelvin probe force microscopy. *Phys. Rev. B*, 71:125424, 2005.
- [201] R. Paul. *Halbleiterphysik*. VEB Verlag Technik, 1974.
- [202] K. D. Katzer. *Rasterkraftmikroskopie zur elektrischen Charakterisierung von innovativen Bauelementen und Nanostrukturen*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Universität Duisburg-Essen, 2008.
- [203] S. Hudlet, M. Saint Jean, B. Roulet, J. Berger, and C. Guthmann. Electrostatic forces between a metallic tip and semiconductor surfaces. *J. Appl. Phys.*, 77:3308, 1995.
- [204] S. Hudlet, M. Saint Jean, B. Roulet, J. Berger, and C. Guthmann. Electrostatic forces between a metallic tip and semiconductor surfaces. *J. Phys. I France*, 4:1725, 1994.

- [205] Lord Kelvin. Contact electricity of metals. *Philos. Mag.*, 46:82, 1898.
- [206] H. Wagner J. Hölzl, F. K. Schulte. *Solid surface physics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1979.
- [207] W. A. Zisman. A new method of measuring contact potential differences in metals. *Rev. Sci. Instr.*, 3:8, 1932.
- [208] S. J. Cho, S. Doğan, S. Sabuktagin, M. A. Reshchikov, D. K. Johnstone, and H. Morkoç. Surface band bending in as-grown and plasma-treated n-type GaN films using surface potential electric force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3070, 2004.
- [209] J. P. Long and V. M. Bermudez. Band bending and photoemission-induced surface photovoltages on clean n- and p-GaN (0001) surfaces. *Phys. Rev. B*, 66:121308, 2002.
- [210] P. M. Bridger, Z. Z. Bandić, E. C. Piquette, and T. C. McGill. Measurement of induced surface charges, contact potentials, and surface states in GaN by electric force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 74:3522, 1999.
- [211] L. Kronik and Y. Shapira. Surface photovoltage phenomena: theory, experiment, and applications. *Surf. Sci. Rep.*, 37:1, 1999.
- [212] S. Saraf and Y. Rosenwaks. Local measurement of semiconductor band bending and surface charge using Kelvin probe force microscopy. *Surf. Sci.*, 574:L35, 2005.
- [213] F. Robin, H. Jacobs, O. Homan, A. Stemmer, and W. Bächtold. Investigation of the cleaved surface of a p-i-n laser using Kelvin probe force microscopy and two-dimensional physical simulations. *Appl. Phys. Lett.*, 76:2907, 2000.
- [214] G. Lévesque, P. Girard, E. Skouri, and D. Yarekha. Measurements of electric potential in a laser diode by Kelvin Probe Force Microscopy. *Appl. Surf. Sci.*, 157:251, 2000.
- [215] A. V. Ankudinov, V. P. Evtikhiev, E. Y. Kotelnikov, A. N. Titkov, and R. Laiho. Voltage distributions and nonoptical catastrophic mirror degradation in high power InGaAs/AlGaAs/GaAs lasers studied by Kelvin probe force microscopy. *J. Appl. Phys.*, 93:432, 2003.

- [216] M. Nonnenmacher, M. P. O'Boyle, and H. K. Wickramasinghe. Kelvin Probe Force Microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 58:2921, 1991.
- [217] J. M. R. Weaver and D. W. Abraham. High resolution atomic force microscopy potentiometry. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:1559, 1991.
- [218] O. Douhéret, S. Anand, T. Glatzel, K. Maknys, and S. Sadewasser. Characterization of quantum wells by cross-sectional Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 85:5245, 2004.
- [219] M. Zhao, V. Sharma, H. Wei, R. R. Birge, J. A. Stuart, F. Papdimitrakopoulos, and B. D. Huey. Ultrasharp and high aspect ratio carbon nanotube atomic force microscopy probes for enhanced surface potential imaging. *Nanotechnology*, 19:235704, 2008.
- [220] R. Shikler, T. Meoded, N. Fried, B. Mishori, and Y. Rosenwaks. Two-dimensional surface band structure of operating light emitting devices. *J. Appl. Phys.*, 86:107, 1999.
- [221] K. D. Katzer, W. Martin, G. Bacher, A. Jaeger, and K. Streubel. Kelvin force microscopy on a $(\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x)_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ light-emitting diode. *Proc. of SPIE*, 6134:61340, 2006.
- [222] C. Sommerhalter. *Kelvinsondenkraftmikroskopie im Ultrahochvakuum zur Charakterisierung von Halbleiter-Heterodioden auf der Basis von Chalkopyriten*. Dissertation, Freie Universität Berlin, 1999.
- [223] S. Kitamura and M. Iwatsuki. High-resolution imaging of contact potential difference with ultrahigh vacuum noncontact atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 72:3154, 1998.
- [224] S. Kitamura, K. Suzuki, and M. Iwatsuki. High resolution imaging of contact potential difference using a novel ultrahigh vacuum non-contact atomic force microscope technique. *Appl. Surf. Sci.*, 140:265, 1999.
- [225] A. Kikukawa, S. Hosaka, and R. Imura. Silicon pn junction imaging and characterizations using sensitivity enhanced Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 66:3510, 1995.

- [226] A. Kikukawa, S. Hosaka, and R. Imura. Vacuum compatible high-sensitive Kelvin probe force microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 67:1463, 1996.
- [227] C. Sommerhalter, T. Glatzel, T. W. Matthes, A. Jäger-Waldau, and M. C. Lux-Steiner. Kelvin probe force microscopy in ultra high vacuum using amplitude modulation detection of the electrostatic forces. *Appl. Surf. Sci.*, 157:263, 2000.
- [228] A. K. Henning, T. Hochwitz, J. Slinkman, J. Never, S. Hoffmann, P. Kaszuba, and C. Daghljan. Two-dimensional surface dopant profiling in silicon using scanning Kelvin probe microscopy. *J. Appl. Phys.*, 77:1888, 1995.
- [229] Y. Leng, C. C. Williams, L. C. Su, and G. B. Stringfellow. Atomic ordering of GaInP studied by Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 66:1264, 1995.
- [230] F. Müller, A. D. Müller, M. Hietschold, and S. Kämmer. Detecting electrical forces in noncontact atomic force microscopy. *Meas. Sci. Technol.*, 9:734, 1998.
- [231] Stanford Research Systems, Inc. <http://www.thinksrs.com>. 1290-D Reamwood Avenue, Sunnyvale, CA 94089, USA, 2008.
- [232] T. Glatzel. *Kelvinsondenkraftmikroskopie am Heteroübergang (Zn,Mg)O/Cu(In,Ga)(S,Se)₂-Chalkopyrit*. Dissertation, Freie Universität Berlin, 2003.
- [233] Y. Rosenwaks, R. Shikler, T. Glatzel, and S. Sadewasser. Kelvin probe force microscopy of semiconductor surface defects. *Phys. Rev. B*, 70:85320, 2004.
- [234] Veeco Instruments GmbH. <http://www.veeco.com>. Dynamostr. 19, 68165 Mannheim, Germany, 2008.
- [235] BudgetSensors. <http://www.budgetsensors.com>. Innovative Solutions Bulgaria Ltd., Joliot Curie Str. 48, 1113 Sofia, Bulgaria, 2008.
- [236] A. Olbrich, B. Ebersberger, C. Boit, J. Vancea, and H. Hoffmann. A new AFM-based tool for testing dielectric quality and reliability on a nanometer scale. *Microelectron. Reliab.*, 39:941, 1999.
- [237] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, A. Olbrich, and B. Ebersberger. Post-breakdown electrical characterization of ultrathin SiO₂ films with conductive atomic force microscopy. *Nanotechnology*, 13:388, 2002.

- [238] S. Richter, M. Geva, J. P. Garno, and R. N. Kleiman. Metall-insulator-semiconductor tunneling microscope: two-dimensional dopant profiling of semiconductors with conducting atomic-force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 77:456, 2000.
- [239] D. Z. Huo, S. M. Hou, G. M. Zhang, and Z. Q. Xue. Conductance fluctuation and degeneracy in nanocontact between a conductive AFM tip and granular surface under small-load conditions. *Appl. Surf. Sci.*, 252:5149, 2006.
- [240] P. De Wolf, R. Stephenson, T. Trenkler, T. Clarysse, T. Hantschel, and W. Vandervorst. Status and review of two-dimensional carrier and dopant profiling using scanning probe microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18:361, 2000.
- [241] S. B. Kuntze, D. Ban, E. H. Sargent, S. J. Dixon-Warren, J. K. White, and K. Hinzer. Electrical Scanning Probe Microscopy: Investigating the Inner Working of Electronic and Optoelectronic Devices. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, 30:71, 2005.
- [242] Keithley Instruments GmbH. <http://www.keithley.de>. Landsberger Str. 65, 82110 Germering, Germany, 2008.
- [243] H. O. Jacobs, H. F. Knapp, and A. Stemmer. Practical aspects of Kelvin probe force microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 70:1756, 1999.
- [244] E. Oesterschulze, W. Scholz, C. Mihalcea, D. Albert, B. Sobisch, and W. Kulisch. Fabrication of small diamond tips for scanning probe microscopy application. *Appl. Phys. Lett.*, 70:435, 1997.
- [245] A. Malavé, E. Oesterschulze, W. Kulisch, T. Trenkler, T. Hantschel, and W. Vandervorst. Diamond tips and cantilevers for the characterization of semiconductor devices. *Diamond Relat. Mat.*, 8:283, 1999.
- [246] NanoWorld AG. <http://www.nanoworld.com>. Rue Jaquet-Droz 1, 2007 Neuchâtel, Switzerland, 2008.
- [247] W. Brezna, M. Schramboeck, A. Lugstein, S. Harasek, H. Enichlmair, E. Bertagnolli, E. Gornik, and J. Smoliner. Quantitative scanning capacitance spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 83:4253, 2003.

-
- [248] H. G. Kreusch. *Erweiterung eines Rasterkraftmikroskops zur Aufnahme von I/U -Messungen an nanoelektronischen Bauteilen*. Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, Campus Duisburg, 2004.
- [249] M. Bhargava. *Optimisation of the resolution and the sensitivity of a Kelvin-Force Microscopy*. Studienarbeit, Universität Duisburg-Essen, Campus Duisburg, 2006.
- [250] T. Usunami, M. Arakawa, S. Kishimoto, T. Mizutani, and T. Kagawa. Cross-Sectional Potential Imaging of Compound Semiconductor Heterostructure by Kelvin Probe Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 37:1522, 1998.
- [251] T. Mizutani, T. Usunami, S. Kishimoto, and K. Maezawa. Measurement of Contact Potential of GaAs/AlGaAs Heterostructure using Kelvin Probe Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38:L767, 1999.
- [252] C. Maeda, N. Ozeki, S. Kishimoto, T. Mizutani, T. Sugai, and H. Shinohara. Atomic Force Microscopy and Kelvin Probe Force Microscopy Measurements of Semiconductors Surface Using Carbon Nanotube Tip Fabricated by Electrophoresis. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1*, 41:2615, 2002.
- [253] T. Xie, K. Kumada, S. Kishimoto, and T. Mizutani. Measurement of Cross-Sectional Potential of InAlAs/InGaAs Layered Structures in Vacuum by Kelvin Probe Force Microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42:1751, 2003.
- [254] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur. *Handbook series on semiconductor parameters*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Vol. I, 1996.
- [255] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur. *Handbook series on semiconductor parameters*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Vol. II, 1996.
- [256] H. Sugimura, Y. Ishida, K. Hayashi, O. Takai, and N. Nakagiri. Potential shielding by the surface water layer in Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 80:1459, 2002.
- [257] G. Meneghesso, S. Levada, E. Zanoni, S. Podda, G. Mura, M. Vanzi, A. Cavallini, A. Castaldini, S. Du, and I. Eliashevich. Failure Modes and Mechanisms of DC-Aged GaN LEDs. *Phys. Stat. Sol. A*, 194:389, 2002.

- [258] Landolt-Börnstein. *New Series Physics of Solid Surfaces: Electronic and Vibrational Properties Vol.III*. Springer Verlag, 1994.
- [259] T. V. Blank, Y. A. Goldberg, E. V. Kalinina, O. V. Konstantinov, and A. Hallén. Temperature dependence of the photoelectric conversion quantum efficiency of 4H-SiC Schottky UV photodetectors. *Semicond. Sci. Technol.*, 20:710, 2005.
- [260] J. T. Yan, C. Y. Tseng, C. H. Chen, and C. T. Lee. Improved hydrogen detection sensitivity of a Pt/Ga₂O₃/GaN diode. *Proc. of SPIE*, 7216:721612, 2009.
- [261] Y. L. Chang, M. Ludowise, D. Lefforge, and B. Perez. Study of Mg diffusion during metalorganic chemical vapor deposition of GaN and AlGaN. *Appl. Phys. Lett.*, 74:688, 1999.
- [262] M. A. Garcia, S. D. Wolter, T. H. Kim, S. Choi, J. Baier, and A. Brown. Surface oxide relationships to band bending in GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 88:013506, 2006.
- [263] K. Prabhakaran, T. G. Ndersson, and K. Nozawa. Nature of native oxide on GaN surface and its reaction with Al. *Appl. Phys. Lett.*, 69:3212, 1996.
- [264] X. C. Wang, G. C. lim, H. Y. Zheng, J. L. Tan, W. Liu, and S. J. Chua. Excimer-Laser-Induced Oxidation of GaN Epilayer. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 42:5638, 2003.
- [265] E. F. Archibong and E. N. Mvula. Structure and electron detachment energies of Ga₂O₃⁻ and Ga₃O₂⁻. *Chem. Phys. Lett.*, 408:371, 2005.
- [266] A. Lochthofen, W. Mertin, G. Bacher, M. Furitsch, G. Brüderl, B. Hahn, U. Strauss, and V. Härle. Degradation studies of InGaN/GaN heterostructure laser diodes using a Kelvin Force Microscope. *Proc. of SPIE*, 6473:64730, 2007.
- [267] A. Lochthofen, W. Mertin, G. Bacher, M. Furitsch, G. Brüderl, U. Strauss, and V. Härle. Microscopic investigation of InGaN/GaN heterostructure laser diode degradation using Kelvin probe force microscopy. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:135115, 2008.
- [268] T. Hashizume, S. Ootomo, S. Oyama, M. Konishi, and H. Hasegawa. Chemistry and electrical properties of surfaces of GaN and GaN/AlGaN heterostructures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19:1675, 2001.

- [269] C. I. Wu and A. Kahn. Investigation of the chemistry and electronic properties of metal/gallium nitride interfaces. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2218, 1998.
- [270] W. D. Herzog, M. S. Ünlü, B. B. Goldberg, and G. H. Rhodes. Beam divergence and waist measurements of laser diodes by near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 70:688, 1997.
- [271] P. A. Rosenthal, E. T. Yu, R. L. Pierson, and P. J. Zampardi. Characterization of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunction bipolar transistor structures using cross-sectional scanning force microscopy. *J. Appl. Phys.*, 87:1937, 2000.
- [272] D. W. Winston and R. E. Hayes. Optoelectronic Device Simulation of Bragg Reflectors and Their Influence on Surface-Emitting Laser Characteristics. *IEEE J. Quantum Electron.*, 34:707, 1998.
- [273] W. Götz, N. M. Johnson, J. Walker, D. P. Bour, and R. A. Street. Activation of acceptors in Mg-doped GaN grown by metallorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 68:667, 1996.
- [274] Y. Koide, H. Ishikawa, S. Kobayashi, S. Yamasaki, S. Nagai, J. Umezaki, M. Koike, and M. Murakami. Dependence of electrical properties on work functions of metals contacting to p-type GaN. *Appl. Sur. Sci.*, 117/118:373, 1997.
- [275] A. Weimar, A. Lell, G. Brüderl, S. Bader, and V. Härle. Investigation of Low-Resistance Metal Contacts on p-Type GaN Using Linear and Circular Transmission Line Method. *Phys. Stat. Sol. A*, 183:169, 2001.
- [276] M. Takeya, T. Mizuno, T. Sasaki, S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji, K. Oikawa, Y. Yabuki, S. Uchida, and M. Ikeda. Degradation in AlGaInN lasers. *Phys. Stat. Sol. C*, 0:2292, 2003.
- [277] B. Schineller. *Charakterisierung und Prozeßtechnik von (In)GaN-Halbleiterstrukturen: Ein Beitrag zum Verständnis der Einflußparameter bei elektro-optischen Halbleiteremittern im blau-grünen Spektralbereich*. Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2000.

- [278] A. Lochthofen, W. Mertin, G. Bacher, L. Hoeppe, S. Bader, J. Off, and B. Hahn. Investigation of the electrical activity of V-defects in GaN using scanning force microscopy. *Proc. of SPIE*, 7216:721610, 2009.
- [279] P. Miraglia, E. Preble, A. Roskowski, S. Einfeld, R. F. Davis, S. H. Lim, and Z. Liliental-Weber. Helical-Type Surface Defects in GaN and InGaN Thin Films Epitaxially Grown on GaN Templates at Reduced Temperatures. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 693:I9.7.1, 2002.
- [280] K. S. Son, D. Kim, H. K. Cho, K. Lee, S. Kim, K. Park, and J. Kim. Effect of growth temperature and Si doping on the microstructure of GaN thin films grown on high temperature GaN. *Phys. Stat. Sol. C*, 0:2095, 2003.
- [281] A. Lochthofen, W. Mertin, G. Bacher, L. Hoeppe, S. Bader, J. Off, and B. Hahn. Electrical investigation of V-defects in GaN using Kelvin probe and conductive atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 93:022107, 2008.
- [282] H. Ishii, K. Sugiyama, E. Ito, and K. Seki. Energy Level Alignment and Interfacial Electronic Structures at Organic/Metal and Organic/Organic Interfaces. *Adv. Mater.*, 11:605, 1999.
- [283] A. L. Rosa and J. Neugebauer. First-principles calculations of the structural and electronic properties of clean GaN (0001) surfaces. *Phys. Rev. B*, 73:205346, 2006.

Danksagung

Die hier vorliegende Doktorarbeit entstand während meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Lehrstuhl 'Werkstoffe der Elektrotechnik' an der Universität Duisburg-Essen in der Zeit von Januar 2005 bis April 2009. Nun ist es an der Zeit mich bei den Personen zu bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ganz besonders möchte ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. G. Bacher danken, dass er mir die Möglichkeit für die Durchführung dieser Arbeit gegeben hat und dass er mich stets durch anregende Diskussionen unterstützt hat.

Insbesondere möchte ich Herrn Dr.-Ing. W. Mertin für die umfangreiche Unterstützung während meiner gesamten Studien- und Mitarbeiterzeit danken. Seine Tür war stets für mich und meine wissenschaftlichen Herausforderungen geöffnet.

Für die Übernahme des Korreferats bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. R. Schmechel. Des Weiteren danke ich den Herren Prof. Dr. rer. nat. F.-J. Tegude, Prof. Dr.-Ing. H. Brakelmann sowie Prof. Dr.-Ing. A. Czylik, welche sich bereit erklärt haben der Prüfungskommission anzugehören.

Ein Dank geht an die Firma OSRAM Opto Semiconductors GmbH, die als Industriepartner die Proben bereit gestellt und mit aktuellen Fragestellungen mein Interesse an der Wissenschaft gefördert hat. An dieser Stelle möchte ich besonders Herrn Dr.-Ing. B. Hahn für die regelmäßigen Treffen und für das Lesen der Arbeit danken. Herrn Dr.-Ing. L. W. Höppel, Herrn Dr.-Ing. S. Bader, Herrn J. Off und Herrn Dr.-Ing. M. Furitsch danke ich für die Präparation der Proben und die kollegiale Zusammenarbeit.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei Dipl.-Ing. S. Vinaji, dass er trotz nervenden Fragen stets freundlich und hilfsbereit blieb. Zudem sorgte er zusammen mit der Optiker-Gruppe für eine einzigartige Arbeitsatmosphäre.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing. A. Sauerwald für die STEM-Aufnahmen und bei Frau N. Stracke für die REM-Aufnahmen. Außerdem danke ich allen aktuellen und ausgeschiedenen Mitarbeitern des Lehrstuhls 'Werkstoffe der Elektrotechnik' für das hervorragende Arbeitsklima und die schönen Jahre an der Universität.

Nicht zuletzt gebührt jedoch meiner Frau Sabrina der größte Dank, dass sie trotz der stressigen Zeit und meiner 'schlechten-Laune-Phasen' zu mir stand. Außerdem hat sie dafür gesorgt, dass diese Arbeit von Rechtschreib- und Grammatikfehlern befreit worden ist. Ebenso danke ich meinen Eltern Brigitte und Heinz-Dieter für die physische und psychische Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.